HAL
open science

Influence des radiations (X, gamma, protons et électrons) sur les mesures par réseaux de Bragg à fibres optiques en environnement haute température

Thomas Blanchet

To cite this version:

Thomas Blanchet. Influence des radiations (X, gamma, protons et électrons) sur les mesures par réseaux de Bragg à fibres optiques en environnement haute température. Optique [physics.optics]. Université de Lyon, 2019. Français. NNT : 2019LYSES045 . tel-02895017

HAL Id: tel-02895017

https://theses.hal.science/tel-02895017v1

Submitted on 9 Jul 2020

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

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

N°d'ordre NNT : 2019LYSES045

THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON
opérée au sein du
CEA Saclay et du Laboratoire Hubert Curien

Ecole Doctorale N° 488
Sciences, Ingénierie et Santé

Discipline de doctorat :
Optique, Photonique et Hyperfréquences

Soutenue publiquement le 11/10/2019, par :
Thomas Fernand Michel BLANCHET

Influence des Radiations (X, γ, protons et électrons) sur les Mesures par Réseaux de Bragg à Fibres Optiques en Environnement Haute Température

Devant le jury composé de :

Mihailov, Stephen	Professeur / CNRC	Rapporteur
Caucheteur, Christophe	Professeur / Université de Mons	Rapporteur
Gusarov, Andreï	Ingénieur de Recherche / SCK-CEN	Examinateur
Lablonde, Laurent	Ingénieur de Recherche / iXBlue	Examinateur
Morana, Adriana	Maître de Conférence / UJM	Examinatrice
Girard, Sylvain	Professeur / UJM	Directeur de thèse
Laffont, Guillaume	Ingénieur de Recherche / CEA Saclay	Co-encadrant CEA
Marin, Emmanuel	Professeur / UJM	Co-directeur

Sommaire

Sommaire 5

Remerciements 11

Introduction 15

Chapitre I Fibres optiques et capteurs en environnements sévères 19

I.1 Les fibres optiques 19

I.1.1 La fibre optique en quelques mots… 19

I.1.2 Structure de la silice 23

I.2 Les différents types de capteurs à fibres optiques 26

I.2.1 Les capteurs répartis 27

I.2.1.a Les capteurs basés sur la diffusion Rayleigh 27

I.2.1.b Les capteurs basés sur la diffusion Brillouin 30

I.2.1.c Les capteurs basés sur la diffusion Raman 33

I.2.2 Les capteurs distribués 35

I.2.2.a Capteurs basés sur les interféromètres – Cavité de Fabry-Pérot 35

I.2.2.b Capteurs à corps noirs (*Blackbody sensor*) 36

I.2.2.c Les réseaux dans les fibres optiques 38

I.2.2.d Les Réseaux de Bragg (RdBs) 38

I.2.2.e Les Réseaux à pas Long (RLs) 39

I.2.3 Comparatifs des technologies 40

I.3 Effets des radiations sur les fibres de silice 42

I.3.1 Introduction sur les radiations 42

I.3.2 Effets des radiations sur les fibres et verres de silice 43

I.4 Applications visées 46

Chapitre II Les réseaux de Bragg 49

II.1 Théorie et types de RdBs 49

II.1.1 Principe de fonctionnement 49

II.1.2 Les différents types de RdBs 52

II.1.2.a Réseaux de Type I 52

II.1.2.b Réseaux de Type R 53

II.1.2.c Réseaux de Type II 55

II.1.2.d Réseaux de Type III ou RdB à trous – *Voids gratings* 56

II.2 Stabilité des RdBs dans différents environnements. 57
II.2.1 Influence de l'hydrogène dans les fibres 57
II.2.2 Influence de la température 58
II.2.3 Comportements sous radiations des RdBs 60
II.2.3.a Influence des radiations 60
II.2.3.b Influence du type de réseau sur sa réponse sous irradiation 62
II.2.3.c Influence de la composition de la fibre optique et RIA 63
II.2.3.d Influence des paramètres intrinsèques au réseau : pré-hydrogénation 66
II.2.3.e Influence des paramètres intrinsèques au réseau : conditions d'inscriptions et longueur du réseau 67
II.2.3.f Influence des paramètres intrinsèques au réseau : traitements post-inscriptions 68
II.2.3.g Influence des paramètres de l'irradiation : débit de dose et dose 69
II.2.3.h Influence du type de radiations : rayons γ, neutrons, protons et électrons 70
II.3 Conclusion 77
Chapitre III Procédures expérimentales 79
III.1 Bancs d'inscription des RdBs 79
III.1.1 Réseaux de type I 80
III.1.2 Réseau Régénéré 81
III.1.3 Réseau de type II 83
III.1.4 Résumé des différentes techniques d'inscriptions 85
III.2 Systèmes d'interrogation 85
III.2.1 Source Blanche et Analyseur de Spectre Optique 86
III.2.2 Tunics Plus & CT-400 86
III.2.3 NI PMA 1115 & NI PXIe 4844 87
III.3 Analyse du pic de Bragg 87
III.3.1 Différentes méthodes 87
III.3.2 Cas d'une gaussienne avec du bruit blanc 91
III.3.3 Cas du pic de Bragg réel décalé manuellement 92
III.3.4 Récapitulatifs des méthodes d'analyse des spectres 94
III.4 Fibres, traitements thermiques et irradiations 95
III.4.1 Les fibres optiques utilisées 95
III.4.2 Hydrogénation des fibres optiques 95
III.4.3 Fixation des réseaux 95
III.4.4 Les différents fours 96

III.4.5 Nouveau revêtement en acrylate 98
III.4.6 Moyens d'irradiations 98
III.4.6.a Rayons X : MOPERIX – LabHC et Aracor – CEA DAM Île-de-France..... 98
III.4.6.b Irradiation Electrons : *CEA DAM* - Gramat 99
III.4.6.c Irradiation Protons : *PIF, Triumf* – Vancouver, Canada 100
III.4.6.d Irradiation γ : *Brigitte, SCK-CEN* – Mol, Belgique 100
III.5 Caractérisations des RdBs en température 100
III.5.1 Calcul du coefficient thermique 100
III.5.2 Stabilité en température 102
III.5.2.a Traitements Thermiques sur les RdBs de type I de 100°C à 300°C sans revêtement 103
III.5.2.b Recuit sur les RdBs de type I avec revêtement à 50°C 106
III.5.2.c Stabilité des réseaux de type R : 300°C pendant 5 h 108
III.5.2.d Stabilité des réseaux de type R : 250°C pendant 2 semaines 109
III.5.2.e Stabilisation des réseaux de type II 110
III.5.2.f Recuit thermique à 250°C pendant 2 semaines 114
III.6 Conclusion 115
Chapitre IV Influences des prétraitements sur la réponse des réseaux de Bragg sous radiations 119
IV.1 Influence du traitement thermique sur la réponse des FBGs sous radiations 119
IV.1.1 Influence de la température et de la durée du traitement thermique pour les réseaux de type I. 120
IV.1.2 Stabilité des réseaux de type R sous radiation avec et sans deuxième traitement thermique après la régénération 121
IV.1.3 Stabilisation des réseaux de type II 124
IV.1.4 Comparaison des types de réseaux 127
IV.2 Influence de la pré-irradiation 127
IV.2.1 Effet de la pré-irradiation sur les réseaux de type I 128
IV.2.2 Influence de la pré-irradiation sur les réseaux de type R 129
IV.2.3 Conclusion 130
IV.3 Influence de la gaine de protection en acrylate sur des réseaux de type I 131
IV.3.1 Irradiations avec revêtement 131
IV.3.2 Influence du revêtement : effet de protection ? 132
IV.3.3 Influence du revêtement : effet de la polymérisation ? 133
IV.3.4 Influence du revêtement : effet de la contrainte ? 135

IV.4 Influence des dopants de la fibre 136
IV.4.1 Influence de la composition sur les RdBs de type I 136
IV.4.2 Influence de la composition de la fibre optique sur la réponse des RdB de type II 138
IV.5 Conclusion 139
Chapitre V Influence des conditions de l'irradiation sur les réseaux de Bragg 141
V.1 Effet du débit de dose 141
V.1.1 Type I 142
V.1.1.a Sans revêtement 142
V.1.1.b Avec revêtement 143
V.1.1.c Conclusion sur l'effet du revêtement 145
V.1.2 Type R 147
V.1.3 Type II 148
V.1.3.a Traitement thermique à 450°C pendant 8 h 148
V.1.3.b Traitement thermique à 750°C pendant 15 min 148
V.1.3.c Conclusion sur l'effet du débit du dose sur les RdBs de type II 149
V.2 Type de radiations 150
V.2.1 Irradiation sous flux de Protons 150
V.2.1.a Type I 150
V.2.1.b Type II 154
V.2.2 Irradiation sous flux d'électrons de réseaux de type I. 156
V.2.3 Conclusion sur les différents types d'irradiation 158
V.3 Influence de la température d'irradiation 159
V.3.1 Effets combinés radiation-température sur les réseaux de type R 160
V.3.1.a Irradiation X à une température de 250°C 160
V.3.1.b Irradiation γ à une température de 250°C 162
V.3.2 Effets combinés radiation-température sur les réseaux de type II X-rays – 250°C 164
V.3.2.a Irradiation X à une température de 250°C 164
V.3.2.b Irradiation γ à une température de 250°C 166
V.3.3 Conclusion sur les irradiations en température 169
V.4 Conclusion 170
Conclusions 173
Annexe 1 : Classification des RdBs 177

Annexe 2 : Récapitulatif des fibres optiques utilisées 178

Annexe 3 : Coefficient de sensibilité thermique 179

Liste des Publications et Conférences 181

Références 185

Abstract 204

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier les institutions qui ont financé cette thèse, notamment le Laboratoire Capteur à Fibre Optique (LCFO) appartenant au Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA) ainsi que le Laboratoire Hubert Curien (LabHC) qui m'a accueilli. Je remercie les différents laboratoires qui m'ont permis de réaliser des expériences uniques, comme le CEA DAM DIF de Bruyères-le-Châtel et le SCK-CEN en Belgique.

Je remercie mon directeur de thèse le Prof. Sylvain Girard, ainsi que le Dr. Guillaume Laffont et le Prof. Emmanuel Marin, respectivement mes encadrants au CEA et au LabHC qui ont pris le temps pour me conseiller, me guider et m'aider dans ces travaux. Leur aide fut très précieuse lors de la relecture de ce manuscrit.

Je remercie aussi le Dr. Adriana Morana, mon encadrante non officielle pour toute l'aide apportée en début de thèse ainsi que pour la préparation et la mise en place des expériences ou la relecture des différents articles et de ce manuscrit. Son aide précieuse m'a permis de commencer – et de finir – cette thèse.

Je tiens à remercier les Docteurs Alexandre Bounouh et Karim Boudergui, directeurs successifs du CEA LCAE et les Prof. Florent Pigeon et Prof. Florence Garrelie les différents directeurs du LabHC qui m'ont permis d'effectuer cette thèse dans des conditions optimales.

Je voudrais également remercier les Prof. Aziz Boukenter et Prof. Youcef Ouerdane pour avoir toujours pris le temps d'écouter et de me conseiller.

Ce travail a pu s'effectuer dans une bonne ambiance grâce à l'équipe MOPERE du LabHC. Je remercie pour cela les post-docs : Maxime, Imène, Ayoub, Antonino et Diego ainsi que les doctorants : Camille, Timothé, Cyprien, Vincenzo, Marine et Cosimo et le futur doctorant Jeoffray. Cette bonne ambiance a été un vrai bol d'air frais dans les moments les plus compliqués de cette thèse. Je tiens à remercier les stagiaires qui m'ont aidé lors des différentes expériences au laboratoire : Alexis, Hugo, Pascal, Arnaud, Victor, …

Je remercie également les membres du laboratoire CFO du CEA : Simon Nehr, les Dr Romain Cotillard, Rudy Desmarchelier et Sylvain Magne, ainsi que Stéphane Rougeault, Nicolas Dufour et Laurent Maurin qui m'ont accueilli chaleureusement pendant mes courts

séjours. Leurs compétences et leurs aides lors des différentes expériences réalisées ont été très précieuses.

Je tiens particulièrement à remercier Jean-Yves Michalon pour la disponibilité dont il a fait preuve ainsi que pour l'aide apporté pour l'utilisation des instruments du LabHC.

Je remercie aussi le Dr Philippe Paillet et Claude Marcandella ainsi que toute l'équipe du CEA DAM qui ont pris le temps de m'aider lors des irradiations.

Je voudrais remercier aussi le Dr Andreï Gusarov et toute son équipe pour l'aide apportée lors de la mise en place des expériences qui se sont déroulées au sein du SCK-CEN.

Enfin, je voudrais remercier ma famille et mes amis qui ont été présents et qui m'ont soutenu tout au long de ce Grand Voyage. Et je voudrais remercier plus particulièrement mes parents qui m'ont soutenu pendant tout mon cursus de la classe Prepa à la fin de la thèse.

MERCI

Introduction

Le développement des technologies basées sur les fibres optiques n'a cessé de s'accroître aux cours des dernières décennies, à la fois pour augmenter le trafic Internet mais aussi dans le domaine de la mesure, avec le développement de capteurs ponctuels ou répartis pour la surveillance de l'intégrité de structure (barrages, pipeline, …). Les capteurs à fibres optiques possèdent de nombreux avantages tels qu'une faible intrusivité, une immunité à la quasi-totalité du spectre électromagnétique et à la plupart des environnements corrosifs. Certains de ces capteurs utilisent la fibre optique comme élément sensible et peuvent mesurer la déformation et/ou la température sur des distances de plusieurs dizaines de kilomètres avec des précisions de l'ordre du mètre quand d'autres sont ponctuels mais sont alors ultra-rapides et/ou ultra-sensibles. De plus pour tous ces capteurs l'instrumentation peut être déportée à plusieurs dizaines de mètres – ou kilomètres – du point de mesure.

Avec tous ces avantages il est donc naturel de vouloir installer les capteurs à fibres optiques dans des milieux riches en radiations tels que l'espace ou dans le cœur d'un réacteur de fission (ASTRID) ou de fusion (ITER) nucléaire. Dans l'espace, les satellites et les sondes sont soumis à des rayons γ mais aussi à des flux d'électrons et de protons pour des doses accumulées en orbite terrestre de 1 kGy/an maximum ; alors que dans le cœur d'un réacteur nucléaire ce sont des neutrons et des rayons γ qui sont émis pour des doses totales de rayons γ de plusieurs GGy.

De plus les radiations ne sont pas les seules contraintes de ces environnements sévères ; elles peuvent être associées à de fortes variations de températures. Pour le spatial, les variations de température sont comprises entre -190°C à +120°C pour un objet en orbite terrestre ; alors que dans un cœur de réacteur en fonctionnement la température en condition normale d'opération est de l'ordre de 550°C. Ces environnements exercent donc de fortes contraintes sur les fibres optiques, puisque les radiations seules vont dégrader leur capacité de transmettre la lumière et dans certains cas peuvent compacter la silice pure ou dopée dont elles sont formées. La réponse de la fibre dépendra alors de sa composition.

Dans le cadre des contraintes liées au développement de la centrale de génération IV ASTRID, il est nécessaire de rechercher des capteurs de températures qui peuvent résister à la fois à des doses de l'ordre du GGy de rayonnement ionisant mais aussi à la température – 550°C – tout en gardant les avantages des capteurs à fibres optiques, i.e. la vitesse et la précision de la

mesure. Au regard du cahier des charges, les Réseaux de Bragg (RdB) semblent être le candidat idéal, car la mesure de température peut être ultra-rapide (fréquence d'acquisition supérieure au kHz) pour des précisions meilleures que 0,2°C. Les réseaux de Bragg sont photo-inscrits directement dans le cœur de la fibre optique. Cependant, sous radiation la précision du capteur se détériore alors que son temps de réponse reste identique. Deux choix sont donc possibles avec soit la re-calibration du réseau en fonction de la dose accumulée soit le développement d'un réseau résistant aux radiations. Le premier cas implique d'intégrer un dosimètre au système et de connaître la réponse exacte du capteur dans l'environnement étudié. Le deuxième cas sera exposé dans la suite de cette thèse.

La température a aussi un effet sur la fibre optique et les réseaux de Bragg. Pour des hautes températures (> 400°C) les réseaux dits de type I s'effaceront alors les réseaux de type Régénéré et de type II peuvent résister jusque des températures supérieures à 1000°C. Cependant, un réseau de Bragg peut être stable sous température sans être sans stable sous radiations et inversement. De plus lorsque ces derniers se trouvent dans un environnement radiatif et en présence de hautes températures le réseau doit pouvoir résister aux effets combinés de ces deux contraintes. Ainsi, un réseau peut être stable sous haute température et sous radiation, mais pas sous l'influence combinée des deux effets.

Il est donc nécessaire avant l'intégration des réseaux de Bragg sur les centrales nucléaires ou sur des satellites de tester ces dispositifs dans des conditions représentatives des conditions réelles d'utilisation. Leur stabilité, ou tenue dépend de la composition de la fibre optique utilisée, des techniques d'inscriptions du réseau, des éventuels traitements post-inscription mais aussi de son éventuel conditionnement avec une gaine mécanique. De plus les paramètres de l'irradiation semblent avoir un effet sur les réseaux de Bragg tels que le débit de dose, le type de radiation et la température.

Dans ce manuscrit, nous étudierons principalement la réponse aux environnements ionisants et hautes températures des réseaux de Bragg de types I, R et II :

- ***Le Chapitre I :*** porte sur une revue bibliographique au sujet des fibres optiques et de la structure de la silice. Nous décrirons aussi les différents types de capteurs à fibres optiques existants avec notamment les capteurs basés sur les diffusions Rayleigh, Brillouin et Raman, ainsi que les réseaux à pas long et les réseaux de Bragg. Nous présenterons l'effet des radiations sur la silice ainsi que les spécificités

relatives à l'application envisagée : la centrale de génération IV (ASTRID). Nous expliquerons ainsi le choix de la technologie du RdB pour notre application.

- ***Le Chapitre II*** : présente le principe de fonctionnement des réseaux de Bragg ; nous établirons une classification pour séparer les réseaux en fonction de leurs techniques d'inscriptions et/ou de leurs résistances thermiques. Nous étudierons tous les paramètres qui peuvent influencer la réponse des réseaux de Bragg sous radiation, comme les techniques d'inscription des réseaux.
- ***Le Chapitre III*** : est alloué à la présentation des différents bancs d'inscriptions des réseaux de Bragg et des différents moyens matériels utilisés pour les tester soit en température, soit sous radiations, soit dans un environnement combinant les deux contraintes. Nous étudierons l'effet des traitements thermiques sur la stabilité des réseaux en environnements hautes températures.
- ***Le Chapitre IV*** : est dédié à l'étude des effets des prétraitements, effectués sur le RdB avant l'irradiation avec notamment une étude sur l'influence des recuits sur la stabilité des réseaux de type différents sous radiations. Une deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de l'influence d'un revêtement acrylate sur les réseaux de Bragg. Ce chapitre se terminera avec l'influence de la composition de la fibre sur la réponse des réseaux sous irradiation X.
- ***Le Chapitre V*** : décrit les effets des conditions d'irradiation, telles que le débit de dose sur la réponse des réseaux. Dans un deuxième temps les réseaux de Bragg seront étudiés sous différents types de radiation – protons, électrons et rayons X. Enfin les réseaux seront soumis à un environnement ionisant – rayons X ou γ – en présence de hautes températures (250°C).

Chapitre I

Fibres optiques et capteurs en environnements sévères

Depuis son invention dans les années 50 et la première démonstration de son intérêt pour le domaine des télécommunications à la fin des années 60, par l'entreprise Corning [1], la fibre optique a été de plus en plus utilisée dans différents domaines tels que les communications, les capteurs, mais aussi dans l'éclairage ou le design. Les fibres optiques à base de silice présentent de nombreux avantages comme leur petite taille, un faible poids (quelques grammes au kilomètre), une immunité face à la plupart des perturbations électromagnétiques, une bonne résistance à la chaleur (1300°C pour les fibres silicates [2]), et bien sûr la possibilité de multiplexer et de transporter des signaux sur des distances de plusieurs dizaines de kilomètres avec un débit de transfert d'informations inégalé : le record de 1 Pbit/s est aujourd'hui détenu par la *Nippon Telegraph and Telephone Corporation* (Japon) sur une fibre de 12 cœurs [3].

Cependant, les qualités de guidage des fibres optiques monomodes ou multimodes sont plus sensibles aux conditions environnementales que les liaisons en cuivre ; les fibres optiques sont ainsi particulièrement affectées par les courbures, limitant leurs installations dans des milieux difficiles d'accès. De plus, dans le cadre de notre application, nous montrerons que la fibre optique peut-être sensible aux radiations ionisantes ou non-ionisantes.

Le fonctionnement de la fibre optique en tant que guide d'onde sera décrit dans la première partie de ce chapitre. Dans un second temps, nous étudierons comment les fibres à base de silice peuvent être fonctionnalisées sous la forme de capteurs à fibres optiques. Enfin dans une dernière partie, un bref rappel sur les effets des radiations sur les propriétés des fibres optiques sera proposé.

I.1 Les fibres optiques

I.1.1 La fibre optique en quelques mots…

Une fibre optique est constituée d'un cœur (*core* en anglais) et d'une gaine optique (*cladding*) [4], [5] (figure I.1). Ces deux éléments sont constitués de silice amorphe et l'indice

de réfraction du cœur de la fibre (n_c) doit être plus important que celui de la gaine (n_g) pour assurer le guidage de la lumière dans le cœur de la fibre. Pour obtenir cet écart d'indice entre le cœur et la gaine, des dopants sont ajoutés à la silice. Ils permettent de moduler l'indice des différentes régions à façon. Ces dopants peuvent soit augmenter soit diminuer l'indice de la silice. Le Germanium (Ge), le Phosphore (P), l'Aluminium (Al) ou l'Azote (N) augmentent l'indice de réfraction tandis que le Fluor (F) ou le Bore (B) le diminuent.

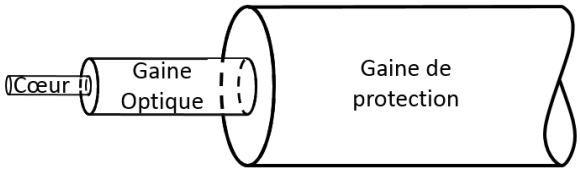

Figure I.1 : Schéma d'une fibre optique

Enfin, la fibre est recouverte d'une gaine de protection (*coating)* permettant de protéger la structure en verre de l'environnement extérieur. Ceci permet aussi d'augmenter la résistance mécanique de la fibre. Le revêtement standard est en acrylate et est utilisé pour les fibres Télécom. L'usage des fibres optiques est alors limité aux milieux dont la température est comprise entre -60°C et +85°C [6]. Pour les environnements plus contraints, des revêtements Acrylate Haute Température (HTA – *High Temperature Acrylate*) permettent d'étendre la gamme de fonctionnement jusqu'à 150°C, typiquement. Le revêtement en polyimide peut résister jusqu'à des températures allant jusqu'à 300°C. Pour des applications où les températures sont encore plus élevées, il faudra alors utiliser des revêtements métalliques, par exemple en aluminium pour étendre la gamme de fonctionnement jusqu'à 400°C ou en Or (Au) pour des températures jusqu'à 700°C. Les revêtements en carbone, plus fins (quelques dizaines de nm contre quelques dizaines de microns) sont aussi utilisés pour rendre hermétique à l'hydrogène les fibres optiques.

La propagation de la lumière le long d'une fibre optique peut être décrite simplement par la loi de Snell-Descartes dans le cas d'une réflexion totale. Cependant, pour connaître précisément la propagation de la lumière dans les fibres, il est nécessaire de résoudre l'équation de propagation des champs électrique et magnétique [7], [8] dans le cœur et la gaine et de tenir compte de la continuité de ces champs et de leurs dérivées à l'interface entre le cœur et la gaine. Les solutions sont discrètes, et se nomment modes guidés. Ces modes optiques dépendent des caractéristiques de la fibre optique, telles que le diamètre du cœur, l'indice de réfraction du

cœur et de la gaine mais aussi la longueur d'onde du signal. Les paramètres de guidages peuvent être calculés grâce à des logiciels tels que Comsol [9].

Suivant le nombre de modes qui se propagent dans la fibre, il est possible de les classer en différentes catégories :

- Les fibres monomodes (*single-mode fiber*) sont des guides au sein desquels un seul mode optique, le mode fondamental, se propage. Ces fibres sont particulièrement utilisées dans le domaine des télécommunications longue distance opérant à 1310 nm et 1550 nm [10] et dans celui des Capteurs à Fibres Optiques (CFOs). Le cœur de la fibre possède alors un diamètre compris entre 4 et 12 µm, alors que la gaine optique a un diamètre de 125 µm.
- Les fibres multimodes (*multimode fiber*) ont de nombreux modes guidés aux longueurs d'onde d'application. Les fibres multimodes sont utilisées, par exemple dans les Télécoms pour les réseaux de courte distance (opérant à 850 nm), les capteurs ou dans le domaine du médical [11]. Le diamètre de cœur des fibres multimodes varie typiquement entre 50 et 200 µm : 50, 62,5, 100 et 200 µm sont les diamètres de cœur usuels des fibres commerciales. La gaine optique possède alors un diamètre de 125 µm ou 250 µm.

Il est à noter qu'une fibre monomode devient faiblement multimode si la longueur d'onde utilisée est inférieure à la longueur d'onde de coupure (λ_c) de de la fibre. La longueur d'onde de coupure est définie par [5] :

$$\lambda_c = \frac{2\,\pi \cdot r_c}{2{,}405}\sqrt{{n_c}^2 + {n_g}^2} \qquad \text{I.1}$$

avec r_c le rayon du cœur de la fibre, n_c l'indice de réfraction du cœur et n_g celui de la gaine. La longueur d'onde de coupure se situe aux alentours de 1260 nm pour les fibres télécoms classiques, proche des longueurs d'onde d'opération afin de limiter le phénomène de dispersion [6].

Il est possible de définir l'indice effectif (n_{eff}) qui est l'indice moyen vu par le mode optique à une longueur d'onde donnée. Cet indice est compris entre l'indice du cœur et de la gaine pour les modes guidés.

Une autre caractéristique très importante des fibres optiques concerne leur atténuation linéique (figure I.2). Cette atténuation (α) mesurée en décibel par kilomètre (dB/km) peut être évaluée par la formule suivante [12] :

$$\alpha\,(L) = \frac{10}{L} \cdot \log(\frac{P_L}{P_e}) \qquad \text{I.2}$$

dans laquelle P_e est la puissance optique injectée en entrée et P_L la puissance résiduelle après propagation sur une longueur L de la fibre. Pour les fibres télécoms, cette atténuation est généralement inférieure à 0,2 dB/km à 1550 nm [6]. De plus, l'atténuation linéique est fortement dépendante de la longueur d'onde, comme cela est illustré sur la figure I.2.

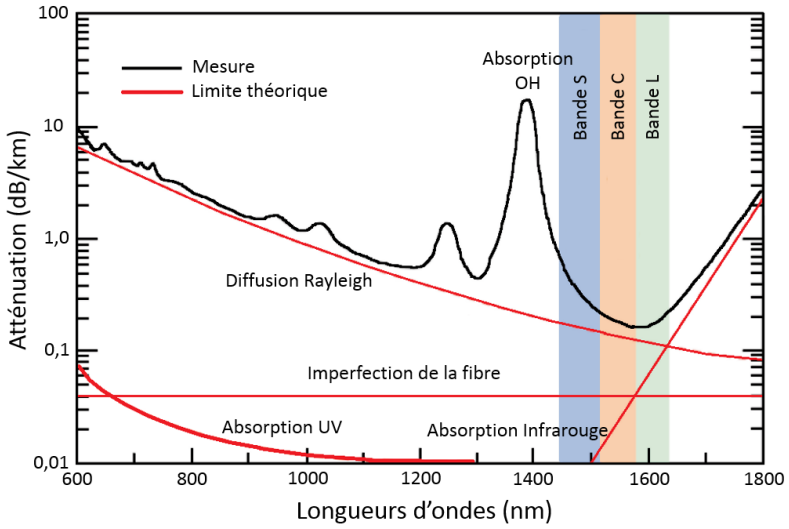

Figure I.2 : Spectre d'atténuation d'une fibre optique en silice entre 600 et 1800 nm. Les bandes S, C et L correspondent à la troisième fenêtre des télécoms centrée autour de 1550 nm. Adaptée de [13]

Les phénomènes principaux à l'origine de l'atténuation dans les fibres optiques sont [14], [15] :

- La diffusion Rayleigh : elle est due aux fluctuations locales de la densité des verres constituant le cœur et la gaine des fibres optiques et varie en $1/\lambda^4$.
- L'absorption dans l'ultraviolet (UV) s'explique par l'absorption relative aux transitions électroniques.
- L'absorption dans l'infrarouge, qui est associée au mode de vibrations des molécules et augmente rapidement au-delà de 1600 nm.
- Les pics d'absorptions à 950 nm et 1380 nm sont dus aux groupes hydroxyls (OH).

- Les pertes dues aux imperfections de la fibre i.e. aux micro-courbures et à l'interface cœur/gaine sont induites pendant la fabrication, et en particulier lors de l'étirage de la préforme.

Les longueurs d'ondes utilisées pour le transport d'informations ont été historiquement choisies en fonction des minima d'absorption et des sources laser et amplificateurs optiques disponibles, elles sont nommées « fenêtres télécoms ». Elles sont centrées à 850 nm, 1310 nm et 1550 nm. Les bandes S (*Short*, 1460 – 1530 nm), C (*Conventional*, 1530 – 1565 nm) et L (*Long*, 1565 – 1625 nm) (figure I.2) sont utilisées dans le domaine des amplificateurs optiques, notamment la bande C qui est utilisé par les amplificateurs à l'Erbium pour des applications WDM (Multiplexage en longueur d'onde – *Wavelength Division Multiplexing*) ou DWDM (*Dense WDM*) [13].

I.1.2 Structure de la silice

La silice qui compose les fibres optiques est un verre amorphe (SiO_2), c'est-à-dire qu'il ne possède pas de structure ordonnée sur de longues distances. Le modèle Réseau Continu Aléatoire (*Continuous Random Network*) [15], [16] est le plus couramment utilisé pour décrire la silice amorphe. Quatre atomes d'oxygène définissent les sommets d'un tétraèdre avec au centre un atome de silicium (figure I.3).

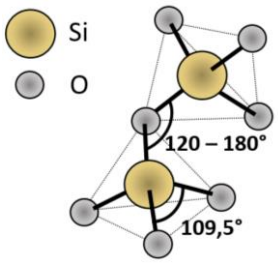

Figure I.3 : Liaison Si-O-Si dans la silice amorphe

Dans la forme cristalline de la silice (Quartz), la distance interatomique entre deux atomes de silicium et d'oxygène est de 1.62 Å et les angles O-Si-O valent 109,5°, tandis que l'angle Si-O-Si a un angle constant de 144°. En revanche, pour la silice amorphe, l'angle Si-O-Si varie entre 120° et 180° (figure I.3) [17]. La silice amorphe est composée d'anneau d'atomes de silicium et d'oxygène, comprenant entre 3 et 10 atomes de Si. Statistiquement, un maximum d'anneaux sont composés de 6 ou 7 atomes de Si (figure I.4).

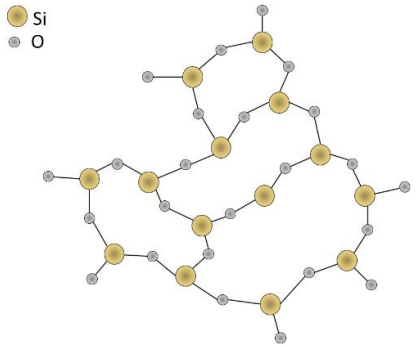

Figure I.4 : Structure de la silice amorphe

Cependant, la méthode de fabrication de la préforme puis de la fibre peut apporter des impuretés, le plus souvent de l'Hydrogène (H) ou du Chlore (Cl). De plus l'ajout de dopants tels que le Phosphore ou le Germanium provoque également l'apparition de défauts spécifiques (ou centres colorés) dans la structure de la silice (figure I.5).

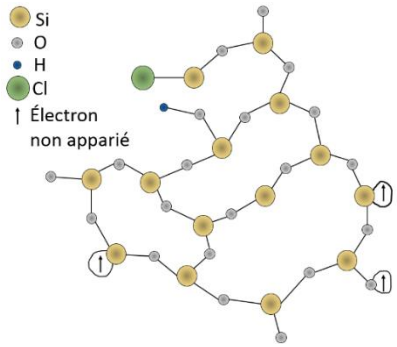

Figure I.5 : Défauts dans la structure de la silice

Les structures des défauts les plus connus dans un verre de silice pure [17] sont listées ci-après. Les symboles = et ≡ représentent respectivement une liaison avec 2 ou 3 atomes d'oxygène, $^{\bullet}$ et $^{\bullet\bullet}$ représentent un ou deux électrons non appariés.

- Le centre E' (≡Si$^{\bullet}$) : le plus connu des défauts relatifs à la silice et le plus étudié dans la littérature. Il correspond à un atome de silicium lié à trois atomes d'oxygène, et un électron libre. C'est un défaut paramagnétique [18].
- ODC (I) : Centre Déficient en Oxygène I (≡Si-Si≡) (*Oxygen Deficient Center*), ce défaut correspond à deux atomes de silicium liés entre eux. C'est un défaut diamagnétique [19].
- ODC (II) : Centre Déficient en Oxygène II (=Si$^{\bullet\bullet}$), correspond à un atome de silicium avec deux électrons non appariés. C'est aussi un défaut diamagnétique [20].

- NBOHC : Trou piégé par un Oxygène Non-Pontant (≡Si-O•) (*Non-Bridging Oxygen Hole Center*), c'est un défaut très étudié dans la littérature [19], [21]. Il est constitué d'un atome d'oxygène relié à un seul atome de silicium et possédant un électron non apparié. C'est un défaut paramagnétique.
- POL : Liaison Peroxy (≡Si-O-O-Si≡) (*Peroxy linkage*) est constituée de deux atomes d'oxygène reliés entre eux, chacun étant relié à un atome de silicium [22].
- POR : Radical Peroxy (≡Si-O-O•) (*Peroxy radical*) est constitué de deux atomes d'oxygène reliés entre eux, et donc un seul atome d'oxygène est relié à un atome de silicium, l'autre atome d'oxygène ayant un électron non apparié [23].
- STH : Trou Auto-Piégé (*Self Trapped Holes*) est un défaut paramagnétique instable à des températures supérieures à 200 K. Ce type de défaut peut être séparé en deux sous-types :
    - STH_1 : (≡Si-O•-Si≡) consiste en un trou piégé sur un atome d'oxygène déjà lié à deux atomes de silicium [24], [25].
    - STH_2 : consiste en un trou piégé sur deux atomes d'oxygène du même tétraèdre SiO_4 [26].
- STE : Exciton Auto-Piégé (*Self Trapped Exciton*) correspond à une paire électron-trou piégé entre un atome de silicium et d'oxygène. La relaxation d'un STE peut créer des centres E' et NBOHC [27].

Les défauts créent des états électroniques dans la bande interdite (aussi appelée gap) de la silice, ce qui induit l'apparition de bandes d'absorption dans sa fenêtre de transparence en particulier dans l'UV - visible, plus rarement dans l'infrarouge. La figure I.6 représente les bandes d'absorption associées à ces défauts intrinsèques à la silice. Il est à noter que l'attribution de certaines bandes d'absorption est toujours soumise au débat.

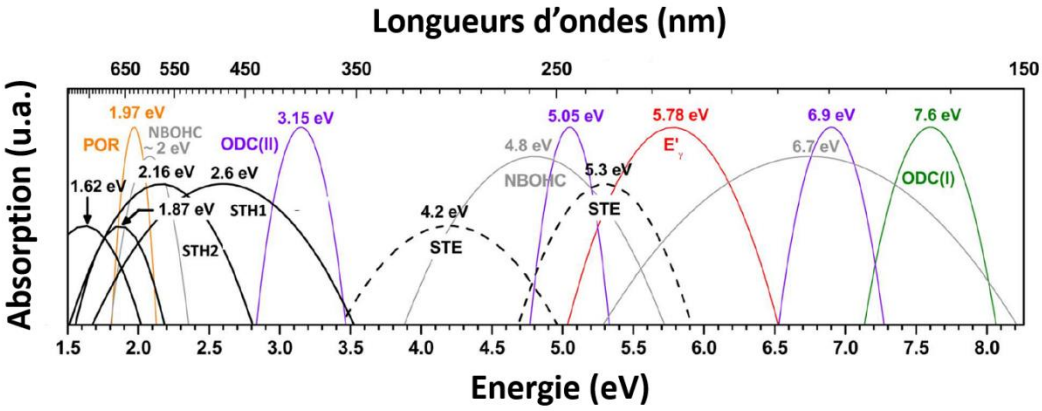

Figure I.6 : Les différentes bandes d'absorption associées aux défauts intrinsèques de la silice. Adaptée de [28]

I.2 Les différents types de capteurs à fibres optiques

Les premiers projets de capteurs à fibres optiques ont été développés au début des années 80 par la marine américaine (*U.S. Naval Research Laboratory*) dans le but de détecter les sous-marins nucléaires soviétiques [1]. Par la suite d'autres projets de capteurs à fibres optiques ont vu le jour et aujourd'hui certains de ces capteurs sont commercialisés, notamment ceux basés sur la technologie des réseaux de Bragg [29], [30] ou encore des capteurs basés sur les diffusions Rayleigh [31], Brillouin [32] ou Raman [33]. Ces différents capteurs sont déjà utilisés pour différentes applications telles que la mesure de la déformation ou de la température dans le génie civil : mesure de contrainte sur des barrages par exemple [34], dans le domaine pétrolier : mesure de contrainte sur des pipelines [34], [35], ou encore pour des analyses chimiques [36], [37]. Il existe de nombreux types de capteurs, certains sont dits « répartis » et peuvent mesurer la température et/ou la déformation avec une résolution métrique sur des dizaines de kilomètres, d'autres feront des mesures beaucoup plus rapides (du kHz au MHz), mais souvent ponctuelles.

Dans cette partie nous expliquerons les particularités de chacun des principaux types de capteurs à fibres optiques retenus pour des applications en environnement radiatif et expliciterons ainsi le choix de la technologie retenue pour l'application visée dans le cadre de ce travail de thèse.

I.2.1 Les capteurs répartis

Une des grandes familles de capteurs à fibres optiques sont les capteurs dits « répartis ». Ils permettent de surveiller l'évolution temporelle de différents paramètres tels que la température, la déformation, la pression, le long de plusieurs dizaines de kilomètres de fibre optique. Ils s'opposent aux capteurs distribués qui sont des capteurs ponctuels positionnés discrètement le long de la fibre. Trois types de capteurs répartis seront étudiés ci-après. Tous se basent sur des techniques de réflectométrie et sur l'analyse de la rétrodiffusion de la lumière injectée dans la fibre optique pour remonter à l'évolution de ces paramètres dans le domaine spatio-temporel.

La diffusion Rayleigh est une interaction lumière-matière élastique, i.e. la lumière diffusée aura la même longueur d'onde (ou fréquence) que l'onde incidente (figure I.7). En revanche, les diffusions Brillouin et Raman sont des diffusions inélastiques, i.e. les longueurs d'onde diffusées sont différentes de la longueur d'onde incidente. Nous appelons cette diffusion, signal Stokes si la longueur d'onde diffusée est plus grande que la longueur d'onde incidente, i.e. l'onde incidente cède une partie de son énergie – sous forme de phonons – au milieu. Dans le cas inverse où l'onde diffusée absorbe une partie de l'énergie au milieu, la diffusion est appelée anti-Stokes.

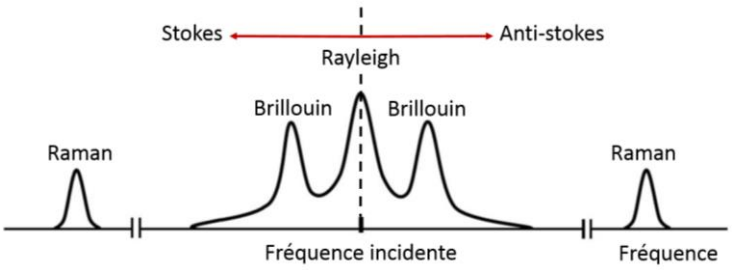

Figure I.7 : Spectre de diffusion de la lumière. Adaptée de [12]

I.2.1.a Les capteurs basés sur la diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh dans une fibre optique s'explique par les variations locales de la densité ou de la concentration de dopants, chaque fibre possédant ainsi sa propre signature Rayleigh. Lorsqu'un changement de température ou de contrainte est appliqué sur la fibre, cette signature évolue ce qui permet, en ayant préalablement étalonné la fibre, de remonter aux variations de température et/ou de contrainte appliquées. Il est à noter que les capteurs Rayleigh sont uniquement interrogés en réflexion.

La technique ***Réflectométrie Optique dans le Domaine Temporel*** (***OTDR*** : *Optical Time Domain Reflectometer*) est simple à mettre en œuvre puisqu'elle nécessite une source optique monochromatique pulsée, un coupleur ainsi qu'un détecteur qui enregistre l'intensité du signal Rayleigh rétrodiffusé (figure I.8).

En connaissant le temps de propagation du signal dans la fibre qui est défini par la vitesse (v_l) de la lumière dans le milieu, il est possible de remonter à la position (z) du signal émis :

$$z = v_l \frac{\tau}{2} = \frac{\tau \cdot c}{2\, n_{eff}} \qquad \text{I.3}$$

avec τ le temps mis par la lumière pour être réfléchie au point z dans la fibre, c la célérité de la lumière et n_{eff} l'indice effectif du mode guidé à la longueur d'onde de la source émettrice. Cependant, la position z est définie par une zone, plus ou moins large dépendant de la largeur temporelle de l'impulsion.

Toute variation locale de température change l'indice effectif du mode guidé en une position donnée de la fibre optique et par conséquent affecte aussi l'intensité du signal rétrodiffusée. Il sera alors possible en ce point de mesurer la température T en comparant le signal Rayleigh initial à la température T_i et le signal à la température T et en connaissant la loi d'évolution du signal Rayleigh en fonction de la température. La résolution en température d'une mesure OTDR est très faible, de l'ordre de 15°C pour des temps d'acquisition inférieurs à la minute et une résolution spatiale métrique sur des distances maximum de 100 km. De la même façon une variation locale de la contrainte appliquée à la fibre modifie aussi l'intensité du signal Rayleigh rétrodiffusé, ce qui permet d'obtenir un capteur de déformations fonctionnant sur le même principe.

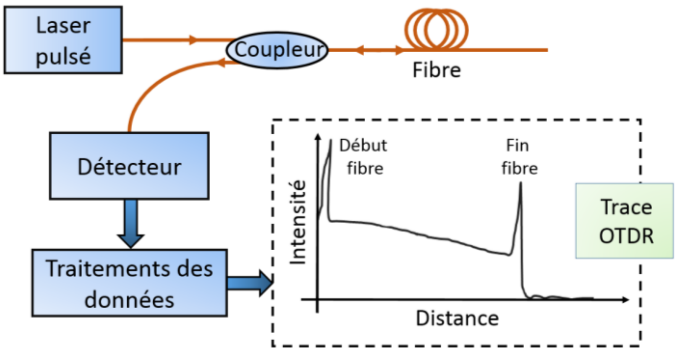

Figure I.8 : Représentation du principe de fonctionnement d'un OTDR. Adaptée de [12]

Une amélioration de la technique précédente est la ***Phase-Chirped OTDR*** [38]. Cette technique est similaire à l'OTDR précédemment étudiée. Cependant, elle utilise un laser continu (figure I.9) qui est modulé en amplitude à très haute fréquence. Le signal optique est transféré à un Amplificateur Optique à Semi-conducteur (*SOA : Semi-conductor Optical Amplifier*) qui crée des impulsions synchronisées avec le moment ou le signal optique est le plus faible. Puis, la lumière est ensuite amplifiée par un Amplificateur Optique dopé à l'Erbium (AO), et elle passe dans un filtre optique passe-bande pour éliminer les émissions spontanées de l'amplificateur. Le signal est transféré dans la fibre sous test par un circulateur optique ; ce dernier permet de recevoir sur la voie 1, le signal venant d'une source lumineuse et de le transférer intégralement à la voie 2. La voie 2, elle aussi transmet intégralement le signal vers la voie 3. Ce dispositif permet d'éviter les pertes du signal Rayleigh dans la voie 1. Enfin, le signal est de nouveau amplifié dans un amplificateur optique puis il passe dans le filtre avant d'être capté par un détecteur qui est le plus souvent une photodiode.

Au niveau des performances, le φ-C OTDR permet d'avoir une résolution d'environ 10 m sur 1 km avec des résolutions de 1 mK et 4 nε pour un temps de réponse de 1 ms (1 kHz) [39].

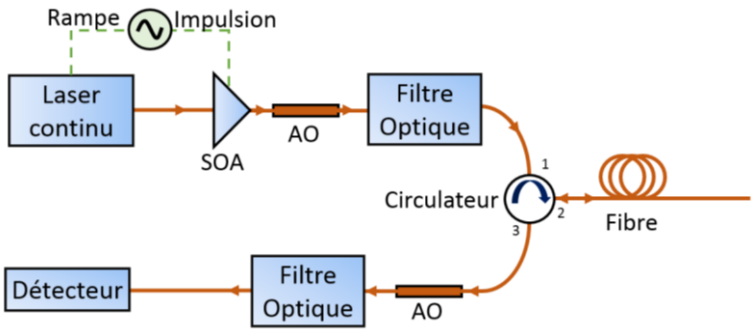

Figure I.9 : Représentation du principe de fonctionnement d'un φ-Chirped OTDR. SOA : Amplificateur Optique à Semi-conducteur, et AO : Amplificateur Optique. Adaptée de [38]

La technique de ***Réflectométrie Optique dans le Domaine Fréquentiel*** (***OFDR*** : *Optical Frequency Domain Reflectometry*) est elle aussi basée sur la mesure de la diffusion Rayleigh rétrodiffusée. La figure I.10 illustre le principe de fonctionnement d'un OFDR. La lumière émise par un laser continu accordable est séparée en deux faisceaux distincts via un coupleur 50/50. L'un des faisceaux sonde la fibre qui sert d'élément sensible. La lumière réfléchie par diffusion Rayleigh dans cette fibre interfère avec le faisceau de référence. Les interférences ainsi générées sont enregistrées par un spectromètre. Ensuite, une Transformée de

Fourier (TF) permet de récupérer la réflectivité du signal dans la fibre en fonction de la distance. Ce type de capteurs permet d'atteindre des résolutions spatiales de l'ordre du millimètre le long de la fibre et des mesures de températures précises à 0,1°C [12]. Cependant, ce capteur est aussi sensible à la contrainte avec une précision annoncée par les constructeurs typiques de 1 με.

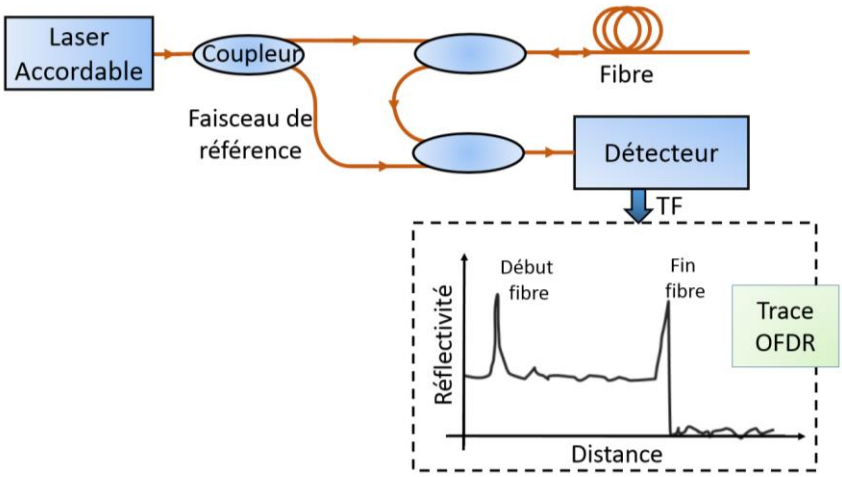

Figure I.10 : Représentation du principe de fonctionnement d'un OFDR. Adaptée de [12]

I.2.1.b Les capteurs basés sur la diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin est une diffusion inélastique ; elle est provoquée lorsque la densité du milieu traversée varie. L'onde diffusée peut donner une partie de son énergie au milieu – sous forme de phonon (Stokes) – ou annihiler un phonon pour avoir une énergie plus élevée que l'onde incidente (anti-Stokes). Lors de ce processus, la variation d'énergie du photon diffusée est égale à l'énergie du phonon absorbé ou émis. Ainsi, il est possible d'évaluer l'énergie du phonon, donc sa fréquence, qui est appelée fréquence Brillouin (ν_B) et est définie par [12] :

$$\nu_B = \frac{2\,\eta_{eff} \cdot V_A}{\lambda_{inc}} \qquad \text{I.4}$$

avec V_A la vitesse du son dans le cœur de la fibre, qui est d'environ 5 800 m/s dans la silice et λ_{inc} la longueur d'onde incidente. Il est à noter que la fréquence Brillouin est sensible à la température et la déformation appliquée à la fibre. Deux types de diffusion Brillouin existent :

- Emission spontanée : émission due au bruit thermique
- Emission stimulée : émission due à l'interaction entre la lumière incidente et de la lumière contra-propagative, ce qui engendre des fluctuations de densité périodique et donc une onde acoustique

La technique de ***Réflectométrie Optique dans le Domaine Temporel pour la mesure de diffusion Brillouin*** (***BOTDR*** : *Brillouin Optical Time Domain Reflectometry*) nécessite deux lasers, un pulsé et un continu ainsi qu'un circulateur et un détecteur (figure I.11) [40].

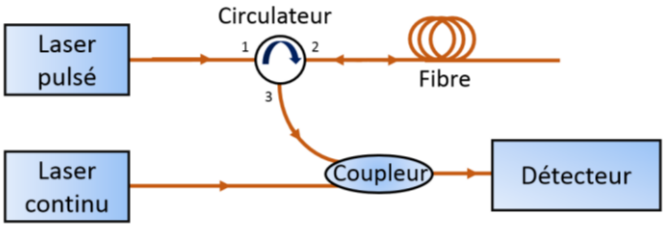

Figure I.11 : Représentation du principe de fonctionnement d'un BOTDR. Adaptée de [40] et [41]

Le laser pulsé est injecté dans la fibre servant d'élément sensible via le circulateur. La lumière injectée dans la fibre est partiellement rétro-diffusée via la diffusion Brillouin Stokes. Ce signal repasse dans le circulateur puis, le coupleur. Ce dernier permet d'injecter dans une même fibre le signal issu de la rétrodiffusion Brillouin et d'un laser continu, dont la longueur d'onde est proche de la longueur d'onde du signal Brillouin Stokes. Ce dispositif, qui n'interfère pas avec la mesure du signal Brillouin, permet d'amplifier le signal avant de l'envoyer sur un photo-détecteur [41], [42]. La mesure de la distance d'émission du signal Brillouin est calculée de la même façon que pour l'OTDR : en mesurant le temps de propagation de l'impulsion laser le long de la fibre (équation I.3). Ainsi, la mesure de température ou de contrainte se fait en comparant le déplacement de la fréquence Brillouin à une position donnée entre un état initial à une température donnée (ou à une contrainte donnée) et un état final à une autre température (resp. à une autre contrainte). Le coefficient de température est linéaire de -30°C à +90°C et celui de contrainte est linéaire jusque la rupture de la fibre [43]. Ce type de capteur peut offrir une résolution spatiale métrique sur des distances de plusieurs dizaines de kilomètres, avec une incertitude sur la température de 0,5°C [44] et une résolution sur la contrainte de 60 με, pour des temps d'acquisition de plusieurs minutes [45].

La technique d'***Analyse Optique du Domaine Temporel pour la diffusion Brillouin*** (***BOTDA*** : *Brillouin Optical Time Domain Analysis*) est une autre technique utilisée dans le domaine des CFOs.

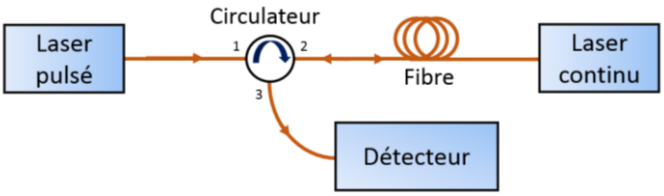

Figure I.12 : Représentation du principe de fonctionnement d'un BOTDA. Adaptée de [12]

Cette technique utilise toujours deux lasers mais ils sont répartis de part et d'autre de la fibre, l'un des lasers est pulsé (laser de pompe) et émet à une fréquence ν_{Pompe} tandis que l'autre est un laser continu (laser sonde) émettant à une fréquence ν_{Sonde} (figure I.12). Le but de ce montage est d'amplifier la fréquence Brillouin (émission stimulée), pour qu'elle soit plus facilement détectable, ce qui est possible uniquement si :

$$\nu_{Sonde} - \nu_{Pompe} = \nu_B \qquad \text{I.5}$$

Il faut ajouter que, le laser pompe ou sonde balaye différentes fréquences pour optimiser le signal Brillouin Stokes [43]. Il est possible de reconstruire le signal Brillouin le long de la fibre, en ayant la position de la mesure Brillouin, grâce au laser pulsé et à l'équation I.3. Ce type de système permet d'avoir des résolutions spatiales inférieures au mètre, avec une erreur sur la température de 1°C et une erreur sur la contrainte de 20 µε. Les temps d'acquisition sont typiquement de plusieurs minutes.

L'Analyse Optique du Domaine Fréquentiel pour la diffusion Brillouin (BOFDA : *Brillouin Optical Frequency Domain Analysis*) est une autre alternative parmi les technologies de capteurs se basant sur la diffusion Brillouin.

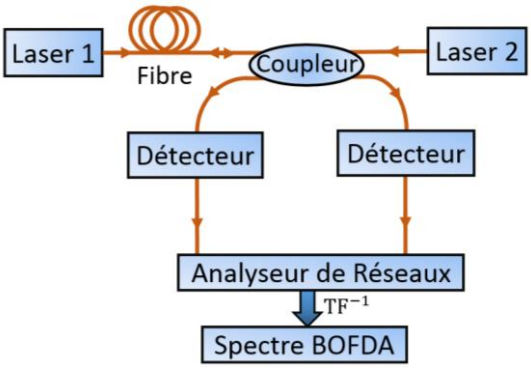

Figure I.13 : Représentation du principe de fonctionnement d'un BOFDA. Adaptée de [46]

Dans cette configuration, un laser est utilisé à chaque extrémité de la fibre, comme précédemment. Dans la majorité des cas, le laser 1 est continu et le laser 2 est pulsé (figure

I.13). La lumière est ensuite collectée via deux photo-détecteurs et envoyé à un analyseur de réseaux qui détermine, via une transformée de Fourier inverse (TF^{-1}), le spectre temporel de l'impulsion correspondant à la position spatiale. La position spatiale est connue comme précédemment grâce au laser pulsé et à l'équation I.3. Ce type de capteur permet d'obtenir une erreur sur la température de 0,3°C et une erreur sur la contrainte de 10 με pour une résolution spatiale de 3 cm [47].

I.2.1.c Les capteurs basés sur la diffusion Raman

La dernière catégorie de capteur réparti est basée sur l'exploitation de la diffusion Raman. Tout comme pour la diffusion Brillouin, la diffusion Raman possède une composante Stokes et une composante anti-Stokes qui présentent des dépendances très différentes envers la température [48]. Les capteurs Raman (RDTS : *Raman Distributed Temperature Sensors*) sont en revanche insensibles aux variations de contrainte appliquées à la fibre. Ils se basent sur la mesure du ratio R(T,z) entre les intensités des composantes anti-Stokes et Stokes de la lumière rétrodiffusée [49] :

$$R(T,z) = \frac{I_{AS}(z,T)}{I_S(z,T)} = \left(\frac{\nu_{AS}}{\nu_S}\right)^4 e^{-\frac{h\cdot\Delta\upsilon}{K_B\cdot T} - \int_0^z \alpha(\lambda_{as,u}) - \alpha(\lambda_{a,u})\, du} \qquad \text{I.6}$$

avec $I_{AS}(z,T)$ et $I_S(z,T)$ les intensités des composantes anti-Stokes et Stokes, ν_{AS} et ν_A les fréquences anti-Stokes et Stokes, h la constante de Planck, $\Delta\upsilon$ la fréquence du phonon annihilé ou créé, K_B la constante de Boltzmann, T la température du cœur de la fibre, $\alpha(\lambda_{as,u})$ et $\alpha(\lambda_{a,u})$ sont les atténuations de la fibre aux longueurs d'onde anti-Stokes et Stokes à une position donnée de la fibre. Il est à noter que le capteur est intrinsèquement insensible aux fluctuations d'intensité de la source laser. En comparant les ratios à la température T et T_0, il est possible de calculer la température T :

$$T = \left[\frac{1}{T_0} - \frac{K_B}{h\ \cdot\ \Delta\nu}\ln\left(\frac{R(T)}{R(T_0)}\right)\right]^{-1} \qquad \text{I.7}$$

Avec la diffusion Raman, il est possible d'utiliser, comme pour la diffusion Brillouin, ou Rayleigh, un système se basant sur la réflectométrie optique (***Raman OTDR*** – ***ROTDR***). Cependant, il est nécessaire de séparer, au niveau de la détection, les composantes Stokes et anti-Stokes du signal aux longueurs d'ondes rétrodiffusées (figure I.14), ceci est réalisé via un filtre optique positionné en amont des photodiodes enregistrant les composantes Stokes et anti-Stokes.

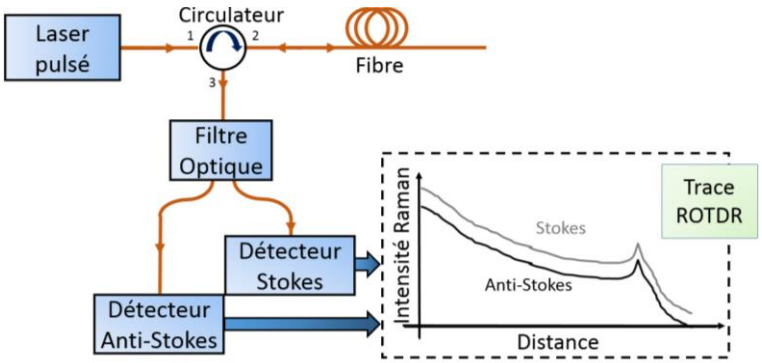

Figure I.14 : Représentation du principe de fonctionnement d'un RDTS. Adaptée de [49]

Ce type de capteur possède une résolution d'environ 1 m sur des distances maximales de 10 km et une résolution en température d'environ 0,1°C pour un temps d'acquisition de l'ordre de la minute [49], [50].

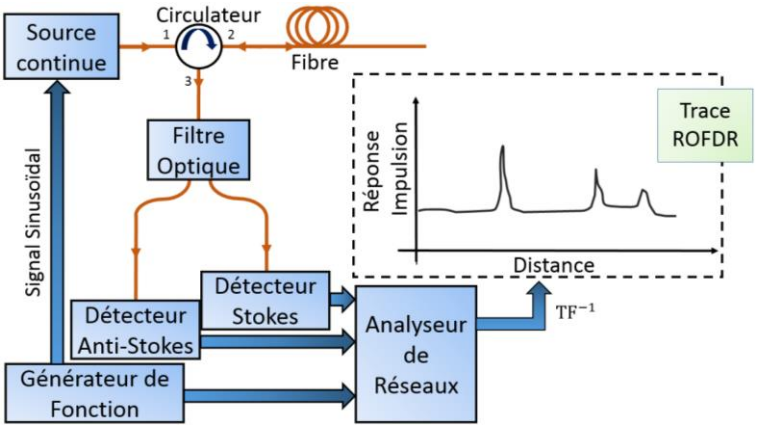

Figure I.15 : Représentation du principe de fonctionnement d'un ROFDR. Adaptée de [51]

Similaire au capteur précédent, le ***ROFDR*** (***Raman OFDR***) permet lui aussi de mesurer la température. Constitué d'une source continue (figure I.14), cadencée via un générateur de fréquence, la lumière se propage le long de la fibre à tester, puis le signal Raman rétrodiffusé est transmis à un filtre optique qui sépare les longueurs d'ondes Stokes et anti-Stokes pour les envoyer sur deux photodiodes. Ces photodiodes transfèrent l'information à un analyseur de réseaux, ce dernier recevant aussi le signal de cadencement du laser. Le cadencement de la source permet de trouver la position du signal reçu sur la fibre (équation I.3.). Enfin, une transformée de Fourier inverse est appliqué au signal et donne la réponse impulsionnelle [51]. Le ROFDR possède une résolution spatiale de 1 m sur une distance de 2,5 km et 0,2°C de précision en température. L'acquisition d'une mesure dure quelques minutes.

I.2.2 Les capteurs distribués

I.2.2.a Capteurs basés sur les interféromètres – Cavité de Fabry-Pérot

Les capteurs interférométriques se servent des interférences entre deux ondes cohérentes pour mesurer la température. Une méthode innovante consiste à créer une cavité dans la fibre optique elle-même et la remplir d'un liquide [52]. La cavité est créée par ablation laser au moyen d'un laser femtoseconde à forte intensité. La largeur de la cavité est d'environ 60 µm comme nous pouvons l'observer dans l'exemple donné dans la figure I.I6.

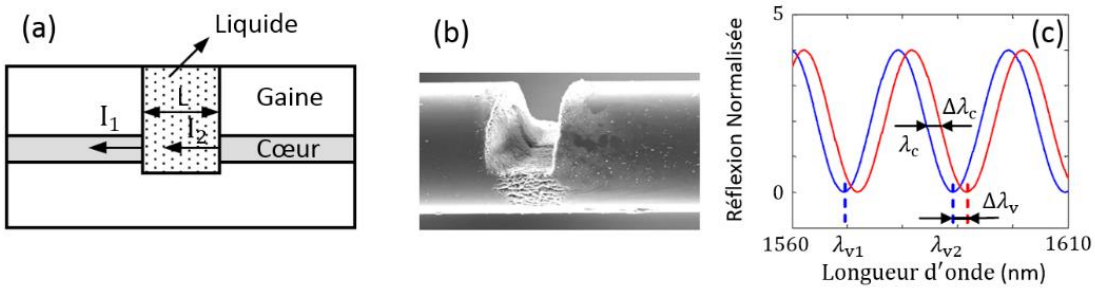

Figure I.16 : Interféromètre de Fabry-Pérot dans une fibre a) schéma de fonctionnement, b) Image du dispositif obtenue grâce à un microscope à balayage électronique et c) simulation du spectre d'interférence. Adaptée de [52]

Les interfaces fibre/liquide et liquide/fibre permettent de réfléchir une partie du signal incident (I_1 et I_2). Ces deux ondes vont ensuite interférer entre elles (figure I.I6.c courbe bleue). Il est ainsi possible d'avoir accès soit à la longueur de la cavité (L), soit à l'indice (n) du liquide dans la cavité via la relation suivante :

$$L \cdot n = \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda_{v1} \cdot \lambda_{v2}}{\lambda_{v1} - \lambda_{v2}}\right) \qquad \text{I.8}$$

où λ_{v1}et λ_{v2} sont les longueurs d'ondes centrales de deux creux – ou de deux pics – successifs dans le spectre d'interférence. Lorsque la température du liquide change, l'indice du milieu change à son tour, créant une deuxième figure d'interférence (figure I.I6.c courbe rouge). Il est possible de calculer la variation d'indice de réfraction (Δn) dans la cavité, en considérant sa longueur constante :

$$\Delta n = \frac{\Delta\lambda_v}{\lambda_v} n \qquad \text{I.9}$$

avec λ_v la longueur d'onde d'un creux – ou d'un pic – avant la variation de la température, et $\Delta\lambda_v$ la variation de la longueur d'onde précédente au cours du changement de température.

Connaissant la valeur du changement d'indice, il est possible d'avoir accès à la température du liquide. Cependant, ce type de capteur mesure des températures de liquides uniquement entre 3°C et 90°C avec une sensibilité de 1.1 10^{-6} RIU/°C (Refractive Index Unit) [52].

Une autre technique utilisant une cavité de Fabry-Pérot, nécessite cette fois-ci trois fibres optiques pour créer une double cavité : une Fibre à Cristaux Photoniques (*Photonic Cristal Fiber – PCF*) soudée à une Fibre à Cœur Creux (*Hollow Optical Fiber – HOF*) le tout joint à une Fibre Monomode (*Single Mode Fiber – SMF*) (figure I.17) [53]. Ainsi deux cavités Fabry-Pérot sont créées, l'une dans la fibre à cœur creux, l'autre dans la fibre monomode.

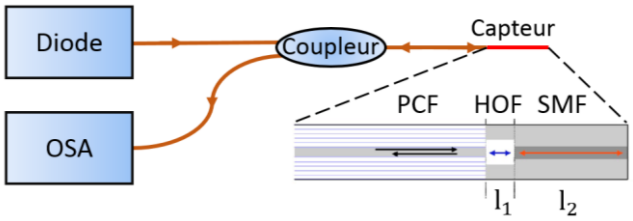

Figure I.17 : Schéma d'un interféromètre de Fabry-Pérot à double cavité au cœur d'une fibre optique Fibre à cristaux Photonique (PCF), Fibre à Cœur Creux (HOF), Fibre Monomode (SMF), OSA : Analyseur de Spectre Optique. Adapté de [53]

De la même façon que précédemment, la figure d'interférence est modifiée lorsque l'indice dans les cavités optiques change. Pour analyser les résultats, la transformée de Fourier est appliquée au signal reçu par l'analyseur de spectre optique (*OSA : Optical Spectrum Analyseur*). Ce type de capteur permet de mesurer la température entre 50 et 1000°C. Cependant aucune information sur la précision de la mesure n'est donnée [53].

Une variante de ce montage existe, où une source centrée à 1550 nm injecte de la lumière dans les fibres à cristaux photoniques et à cœur creux et dont la lumière est collectée en transmission par un OSA [54]. Ce type de capteur permet de mesurer une température comprise entre 25 et 80°C avec une précision de 0,2°C [54].

I.2.2.b Capteurs à corps noirs (*Blackbody sensor*)

Le capteur à corps noir utilise l'émission de lumière pour déterminer la température. Il peut être constitué d'une fibre optique en silice ou en saphir dont l'une des extrémités est reliée à une cavité composée d'un film métallique de quelques micromètres qui peut être du Platine, de l'Iridium [55] ou encore dans un grenat d'Yttrium-Aluminium dopé au Néodyme plus

communément appelé Nd-YAG [56], le tout étant recouvert d'un film protecteur qui peut être de l'alumine (figure I.18).

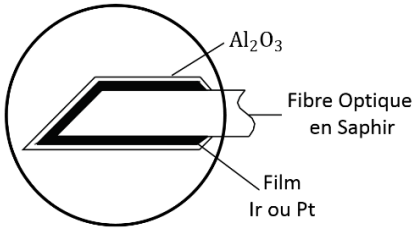

Figure I.18 : Schéma d'un capteur à corps noir. Adaptée de [55]

La cavité au bout de la fibre constitue le capteur à corps noir. La lumière émise par la couche métallique est collectée par la fibre optique puis envoyée à un spectromètre. De plus, il est possible de remplacer la cavité à corps noir par le cœur de la fibre optique [57].

Comme la lumière émise d'un capteur à corps noir suit la loi de Wien, en suivant l'évolution de la longueur d'onde d'émission maximale (λ_{max} en µm), il est possible d'obtenir celle de la température (T en Kelvin) de la cavité :

$$\lambda_{max} = \frac{2898}{T} \qquad \text{I.10}$$

Cependant, ce type de capteur est sensible à l'atténuation de la fibre qui peut, dans certains cas, modifier la mesure de la température surtout lorsque l'intensité du signal issue de la cavité est faible i.e. pour des températures faibles. Il est à noter que plus l'intensité du signal est faible plus la résolution de la mesure sera faible [55]. Il est impossible pour ce type de capteur de mesurer des températures inférieures à 300°C [57].

Les pyromètres se basant sur une cavité de Nd-YAG ont une précision maximale de 0,2°C et peuvent opérer entre 500°C et 1000°C [56]. Pour la cavité d'Iridium ou de Platine, la résolution en température est de 0,5°C sur une plage de 500°C à 1900°C [55]. Enfin, pour un capteur à corps noir basé sur une fibre en silice sans cavité, la précision est de 0,05% sur une plage de température allant de 300°C à 1000°C [57].

I.2.2.c Les réseaux dans les fibres optiques

Les réseaux inscrits dans les fibres sont constitués d'une modulation périodique de l'indice de réfraction dans leurs cœurs. Il est ainsi possible de classer les réseaux inscrits dans les fibres en deux catégories suivant le pas du réseau :

- Les Réseaux de Bragg (RdB ou *FBG : Fiber Bragg Grating*) ayant des périodes allant de la centaine de nanomètres jusqu'à quelques micromètres.
- Les Réseaux à Pas Long (RPL ou *LPG : Long Period Grating*) ayant des périodes supérieures à la centaine de micromètres.

I.2.2.d Les Réseaux de Bragg (RdBs)

Un RdB possède une période (Λ) de modulation de l'indice du cœur de la fibre de l'ordre du micromètre. Cette modulation permet de coupler les modes propagatifs et contre-propagatifs dans le cœur ou dans la gaine de la fibre optique, ainsi la relation suivante doit être vérifiée [5] :

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\Lambda} m \; ; \qquad m \in \mathbb{N}^* \qquad \text{I.11}$$

avec $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$ est la différence entre deux modes guidés de la fibre, Λ la période du réseau et m l'ordre du réseau. Nous avons donc [5] :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} \qquad \text{I.12}$$

avec n_{eff} l'indice effectif du mode β. Dans le cas des RdBs, la condition de couplage est obtenue, pour une fibre monomode, quand $\beta_1 = -\beta_2 = \beta$. Ainsi, pour une fibre monomode, nous obtenons la longueur d'onde de Bragg (λ_B) :

$$\lambda_B = 2\,\frac{n_{eff}\,\Lambda}{m} \; ; \qquad m \in \mathbb{N}^* \qquad \text{I.13}$$

avec n_{eff} l'indice effectif du mode guidé et m l'ordre du réseau. Pour un spectre incident, le RdB agit comme une filtre-coupe bande en transmission et passe-bande en réflexion (figure I.19) [5].

En appliquant une variation de température ou de déformation sur le RdB, la longueur d'onde de Bragg varie. Cette variation peut être considérée comme linéaire, pour des fibres en silice sur des plages de 100°C en température (ΔT) [58] et de plusieurs centaines de grammes en déformation longitudinale ($\Delta\varepsilon$) [59] :

$$\lambda_B(T,\varepsilon) = \lambda_B(T_0,\varepsilon_0) + C_T \cdot \Delta T + C_\varepsilon \cdot \Delta\varepsilon \qquad \text{I.14}$$

avec $\lambda_B(T_0,\varepsilon_0)$ la longueur d'onde de Bragg à température et contrainte initiales, C_T le coefficient de sensibilité thermique, qui est évalué en moyenne à 10 pm/°C [58] entre 0 et 100°C et C_ε la sensibilité en déformation, et qui est évaluée en moyenne à 1,2 pm/µε pour des fibres en silice à 1550 nm [59].

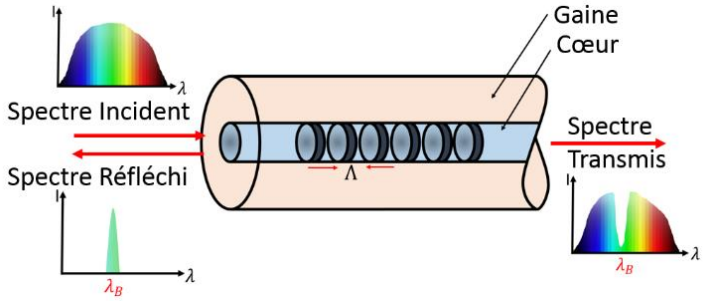

Figure I.19 : Schéma de principe d'une Réseau de Bragg

Les RdBs sont très performants au niveau des fréquences d'acquisition des mesures pouvant aller jusqu'à 10 Hz pour l'analyse simultanée de 50 RdBs avec une résolution en température de l'ordre de 0,2°C [60]. Il est possible d'interroger 8 RdBs avec un temps d'acquisition de seulement 52 µs (19,2 kHz) pour un résolution de 0,1°C en température et 1 µε en contrainte [61]. En fonction de leurs conditions de fabrication, les réseaux peuvent résister jusqu'à des températures de 1300°C [62]. Il est à noter que le RdB peut être interrogé soit en transmission soit en réflexion.

I.2.2.e Les Réseaux à pas Long (RLs)

Dans le cas des RLs, aucune longueur d'onde n'est réfléchie par le réseau (figure I.20), contrairement aux RdBs, seule la fonction coupe-bande en transmission est possible. Ceci s'explique par le pas du réseau qui est de l'ordre de la centaine de micromètres, réalisant le couplage du mode de cœur avec les modes de gaines de la fibre optique [63].

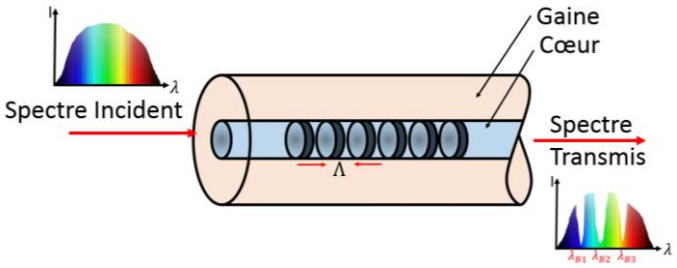

Figure I.20 : Schéma de principe d'un RL

Puisque les modes de gaines sont atténués sur de petites distances, le spectre transmis contient plusieurs bandes non transmises, qui correspondent aux conditions de couplages. Pour le n^{ième} mode de gaine, nous obtenons la condition $\beta_2 = \beta_{gaine}^{(n)} > 0$. Ces bandes ($\lambda^{(n)}$) peuvent donc être calculées via [5]:

$$\lambda^{(n)} = \frac{\delta n_{eff}^{(n)} \cdot \Lambda}{m} \qquad \text{I.15}$$

avec

$$\delta n_{eff}^{(n)} = n_{eff} - n_{gaine}^{(n)} \qquad \text{I.16}$$

où n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé de la fibre, et $n_{gaine}^{(n)}$ l'indice vu par le n^{ième} mode se propageant dans la gaine. Le RL est sensible à la température et aux contraintes appliquées sur la fibre, comme pour le RdB, mais aussi à l'environnement extérieur [64]. Par exemple, la présence d'un liquide sur le RL fait varier la longueur d'onde du spectre non transmis, ainsi en inscrivant plusieurs réseaux, il est possible de créer un capteur de niveau de liquide au travers de la variation de l'indice de réfraction [65]. Pour la mesure de température, comme pour les RdBs, il est possible de considérer la variation de la longueur d'onde absorbée comme linéaire vis-à-vis de la température [66]. Cependant, le coefficient thermique peut varier de 30 pm/°C à 100 pm/°C suivant le type de fibre utilisé et la longueur d'onde absorbée [67], [68]. Les RLs sont moins performants que les RdBs au niveau de la rapidité de mesure, puisqu'ils ne peuvent être interrogés que jusqu'à 1 kHz (1 ms) avec une précision sur la mesure de 0.1°C (1 pm) et ce pour quatre voies simultanées [69].

I.2.3 Comparatifs des technologies

Le tableau I.1 récapitule les différents capteurs à fibres optiques retenus à ce jour pour des applications dans des milieux radiatifs. Dans la suite du manuscrit, seules les technologies ayant des caractéristiques intéressantes pour l'intégration d'un capteur de température dans une centrale nucléaire ou pour le spatial seront étudiées.

Capteurs	***Technique***	***Plage de fonctionnement***	***Précision en Température***	***Précision en Déformation***	***Résolution Spatiale***	***Plage Spatiale***	***Temps d'acquisition***
Rayleigh	OTDR	25 à 800°C	15°C	N.A.	1 m / 2 m	100 km	< 1 min
	ϕ-C OTDR	N.A.	1 mK	4 nε	10 m	1 km	1 ms
	OFDR	25 à 800°C	0,1°C	1 με	de 10 µm à 1 cm	de 10 cm à 1 km	< 10 s
Brillouin	BOTDR	-30 à 850°C	0,5°C	60 με	1 m	50 km	quelques min
	BOTDA	-30 à 60°C	1°C	20 με	50 cm	150 - 200 km	quelques min
	BOFDA	20 à 100°C	0,3°C	10 με	3 cm	10 m	quelques min
Raman	ROTDR	25 à 550°C	0,1°C	Non sensible	1 m	10 km	~ 1 min
	ROFDR	N.A.	0,2°C		1 m	2,5 km	quelques min
Interférométrie :	Ablation	3 à 90°C	< 1°C	N.A.	quelques mm	ponctuel	< 1 min
Cavité de Fabry-Pérot	Multi-fibres	25°C à 80°C	0,2°C	N.A.	quelques mm	ponctuel	< 1 min
Corps noirs		de 300 à 1 000°C	0,05%	N.A.	quelques mm	ponctuel	< 20 ms
		de 500 à 1 900°C	0,5°C	N.A.	quelques mm	ponctuel	< 20 ms
Réseau de Bragg		de 25 à 1 300°C	0,1°C	1 με	quelques mm	multiplexage	52 µs
Réseau à Pas Long		de 25 à 200°C	0,1°C	1 με	quelques mm	multiplexage*	1 ms

Tableau I.1 : résumé des différentes technologies de mesure de température.

**Multiplexage moins important sur les RLs – 3 par fibres – que sur les RdBs – 10 par fibres*

I.3 Effets des radiations sur les fibres de silice

I.3.1 Introduction sur les radiations

Les environnements radiatifs sont des lieux très difficiles à instrumenter. En effet, les instruments et en particulier ceux basés sur des composants microélectroniques résistent très mal aux fortes doses de radiations [70]. Cependant, comme il sera montré dans la suite de ce manuscrit, tous les environnements radiatifs ne se composent pas du même type de radiations. En effet, les particules telles que les protons, électrons et ions lourds mais également les rayonnements X et γ sont à considérer pour les applications spatiales [71], [72], alors que dans un réacteur nucléaire, il y aura principalement des neutrons et du rayonnement γ [73].

De plus certains milieux radiatifs sont aussi soumis à des variations importantes de températures (figure I.21). Dans un réacteur nucléaire en fonctionnement la température peut atteindre 800°C, alors que dans l'espace la température peut descendre jusqu'à -200°C. Ainsi, l'effet combiné radiation-température sur la fibre optique pose de sérieux problèmes quant à la fonctionnalité du capteur sur de longues périodes [74]. En effet dans les missions spatiales, les fibres ou prochainement les capteurs à fibres optiques doivent opérer pendant plusieurs années [75] alors que pour les lieux de stockage des déchets nucléaires les fibres doivent permettre d'opérer les capteurs pendant à minima 100 ans [76].

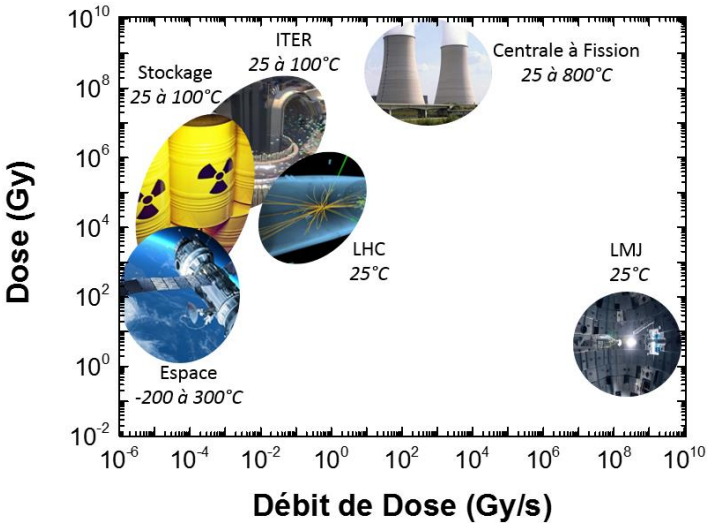

Figure I.21 : Doses et débits de dose typiques dans les différentes applications visées pour les fibres optiques et capteurs à fibres optiques. ITER: International Thermonuclear Experimental Reactor, LHC: Large Hadron Collider (CERN), LMJ : Laser MégaJoule (CEA)

I.3.2 Effets des radiations sur les fibres et verres de silice

Lorsque les fibres optiques sont irradiées, les propriétés de guidages sont affectées ; en effet, l'apport d'énergie dû à l'irradiation modifie les propriétés optiques et parfois la structure de la fibre, en ionisant les atomes ou bien en les déplaçant (« knock-on process ») [77]. L'apparition de nouveaux défauts et les déplacements atomiques peuvent provoquer un changement d'indice dans la fibre optique. Trois effets majeurs des radiations sur les fibres sont connus à l'échelle macroscopique :

L'**Atténuation Radio-Induite** [28] ou **RIA** (***Radiation Induced Attenuation***) : il s'agit de l'augmentation de l'atténuation linéique de la fibre à cause des radiations. La RIA à la dose D et à la longueur d'onde λ peut être calculée de la façon suivante :

$$RIA\ (\lambda, D) = -\frac{10}{L}\log\left(\frac{I(\lambda,D)}{I(\lambda,0)}\right) \qquad \text{I.16}$$

avec, L la longueur de la fibre irradiée, $I(\lambda, 0)$ l'intensité du signal transmis avant irradiation à la longueur d'onde λ et $I(\lambda, D)$ l'intensité du signal transmis à la dose D à cette même longueur d'onde. La RIA dans la fibre est causée par l'apparition de défauts ponctuels. La figure I.22 montre l'effet des radiations sur des verres de BK7. Plus la dose est élevée, plus le verre se noircit, traduisant ainsi l'augmentation de l'atténuation du verre dans le domaine du visible.

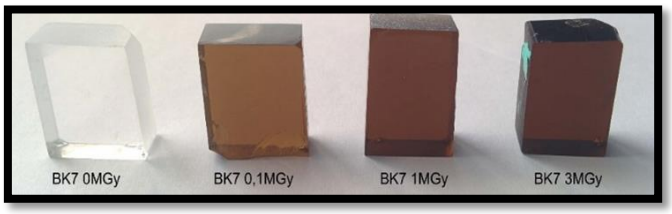

Figure I.22 : *Verres de BK7 irradiés entre 0 et 3 MGy. Crédit : Timothé Allanche (LabHC)*

L'**Emission Radio-Induite** [28] ou **RIE** (***Radiation Induced Emission***) est l'émission de lumière par des centres colorés excités par les radiations. Les défauts peuvent être présents avant l'irradiation ou induits lors de l'exposition de la fibre. A cela peut s'ajouter l'émission Tcherenkov [78], pour certains types d'irradiation. La RIE peut être utilisée dans des applications telles que la dosimétrie [79], pour le suivi de flux de radiations. Cependant pour la transmission de données ou les capteurs à fibre se basant sur l'intensité du signal transmis par la fibre, l'effet Tcherenkov et/ou la RIE peuvent changer l'intensité du signal transmis. Il est à

noter que ces émissions sont presque toutes situées dans les domaines de l'UV et du visible et donc contribuent très peu à la dégradation du signal utile à 1550 nm.

La **Compaction Radio-Induite** [28], [80] ou **RIC** (***Radiation Induced Compaction***) est l'augmentation de la densité de la fibre optique, principalement causée par les déplacements atomiques. Un changement notable de densité dans la silice a été observé pour la première fois par W. Primak [77], [81], qui a étudié la structure de la silice amorphe et cristalline jusqu'à des doses de $5 \cdot 10^{19}$ neutrons/cm². A ces niveaux de fluence, l'état structurel final de ces deux matériaux est comparable. Le phénomène de compaction dans la fibre optique n'a été observé que plus récemment [80] à des fluences neutroniques similaires à celles de l'article de Primak. Après une irradiation entre 3 et $5 \cdot 10^{19}$ neutrons/cm² et à une température 290°C, il a été observé que les différents types de fibres optiques ont une compaction linéique comprise entre 0,24 et 0,34 %, ce qui représente une compaction volumique inférieure à 1 % [80]. Sous rayons γ, les études montrent que la compaction est très faible voire inexistante sur la silice [82]. Cependant, l'échantillon de silice peut se dilater, si la silice a été pré-compactée par d'autres processus [83]. Il est possible de calculer empiriquement la compaction à haute dose de la silice [82], [84] pour :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = A \cdot D^c \qquad \text{I.17}$$

avec ρ la densité de la silice, $\Delta\rho$ la variation de la densité, D la dose, A et c sont déterminés empiriquement. Ainsi le coefficient c a été déterminé [82], [84] :

- c = 1 pour une irradiation neutrons
- c = [0,5 ; 0,7] sous rayons X
- c = 2/3 sous rayons γ et sous électrons

De plus, la part de la variation de l'indice (Δn) liée à la compaction peut être calculée grâce à la relation de Lorentz-Lorenz [85] :

$$\Delta n = \frac{(n^2+2)(n^2-1)}{6n}\left(\frac{\Delta\rho}{\rho} + \frac{\Delta \mathrm{R}}{R}\right) \qquad \text{I.18}$$

avec R la réfractivité molaire, n l'indice de réfraction de la fibre optique et $\Delta\rho$ le changement de densité dans la fibre.

La génération des défauts ponctuels par l'irradiation et la variation associée d'atténuation dans la fibre ($\Delta\alpha(\lambda')$) peuvent également influer sur l'indice. La variation d'indice ($\Delta n(\lambda)$) causée par ce biais peut être calculée via la relation de Kramers-Kronig [85] :

$$\Delta n(\lambda) = \frac{1}{2\pi^2}\int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(\lambda')}{1-\left(\frac{\lambda'}{\lambda}\right)^2}\,d\lambda' \qquad \text{I.19}$$

Il faut, cependant, ajouter que la réponse de la fibre sous radiation dépend de nombreux autres paramètres tels que :

- la composition chimique de la fibre : il a été montré qu'une fibre germanosilicate présente dans l'infrarouge, une RIA de plusieurs centaines de dB/km à des doses de l'ordre du MGy et à température ambiante [28], [86]. A l'inverse une fibre à cœur de silice pure aura une RIA de quelques dizaines de dB/km à ces niveaux de dose [28].
- La gaine de protection ou revêtement de la fibre [87], [88] peut également évoluer sous radiation et affecter le comportement de certains types de CFOs en plus de la résistance mécanique de la fibre optique. Le chapitre IV.3 sera consacré à l'étude de l'impact de ce paramètre sur la tenue sous irradiation X des Réseaux de Bragg.
- les paramètres de l'application tels que la longueur d'onde d'opération ont un fort impact, en particulier sur la RIA. En effet, la RIA est souvent plus importante dans l'UV-visible où se situe la majorité des bandes d'absorption relatives aux défauts ponctuels [28], [89] et beaucoup plus faible aux alentours de 1550 nm. La puissance optique utilisée peut aussi influencer la réponse sous radiation de la fibre, en particulier à travers le phénomène de photo blanchiment [25] ou de photo noircissement [90].
- le débit de dose, la dose totale accumulée et la température d'irradiation [91], [92].
- la nature des radiations (figure I.23), suivant le type de radiations (photons, particules alpha, beta, électrons, protons, neutrons) et de l'énergie de ces dernières, différents types de défauts peuvent être créés [25], [72].

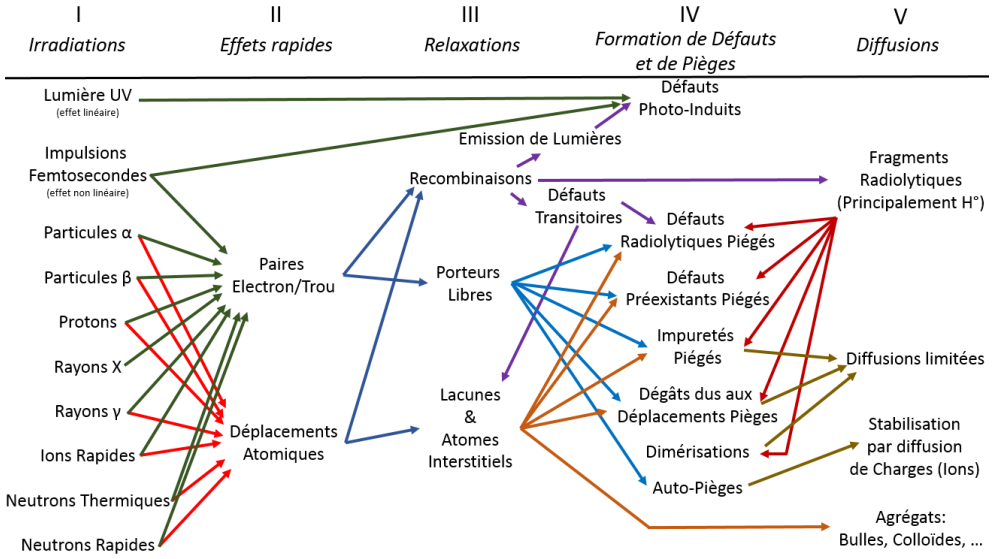

Figure I.23 : Les différents mécanismes de créations de défauts se déroulant suivant le type et l'énergie des particules impliquées. Adaptée de [93].

I.4 Applications visées

Actuellement le parc nucléaire français compte des centrales de générations II ou III (III+ dans le cas de l'EPR de Flamanville). Toutes ces centrales utilisent comme fluides caloporteurs de l'eau. La réaction nucléaire au cœur du réacteur se fait via des neutrons thermiques et est principalement basée sur l'emploi d'Uranium 235 et de Plutonium.

Les centrales nucléaires de génération IV sont développées en collaboration entre 14 pays (France, USA, Japon, Corée du Sud, Australie, Royaume Uni, …) [94]. Dans le cadre de cette collaboration, chaque pays teste un ou plusieurs fluides caloporteurs. Le cœur de la centrale utilisera des neutrons rapides (> 0.9 MeV typiquement) qui sont plus énergétiques que les neutrons thermiques (25 meV), et qui ont l'avantage de pouvoir générer une réaction nucléaire dans n'importe quel type d'Uranium ; ceci permettra à la centrale de fonctionner sans intervention extérieure pendant 2 ans, contre quelques mois aujourd'hui. De plus, cette technologie de réacteur pourra aussi utiliser les produits de fission créés par les centrales de génération II et III ou tous types d'éléments radioactifs à vie longue (ex. l'Américium) [95].

La France a décidé de tester le Sodium (Na) comme fluide caloporteur avec la construction de la centrale ASTRID (figure I.24) sur le site du CEA Marcoule en partenariat avec EDF et Orano (ex. Areva). Les premiers tests devraient commencer en 2025 [96]. Pour une centrale à sodium, la température du cœur devra être située entre environ 100°C [97] et

700°C [97] – en cas d'accident – avec une température en fonctionnement d'environ 550°C [97], [98]. La température ne pourra pas descendre en dessous de 100°C, car le sodium se solidifie à 97,72°C à pression ambiante, or en cas de fuite, il faut éviter le risque qu'un bouchon se créé et empêche le refroidissement du cœur. Les débits de dose dans le cœur du réacteur, où seront positionnés les capteurs de températures, seront de l'ordre de 30 kGy/h (8.3 Gy/s) [97] avec un flux neutronique de 10^{15} neutrons.cm^{-2}.s^{-1} [98]. Avec une durée de vie estimée à 60 ans, dont plus de 80 % du temps avec la réacteur en fonctionnement [98], [99], les capteurs devront donc résister à des doses de 12 GGy et plus de 1,5x10^{24} neutrons cm^{-2}.

Pour la surveillance du fonctionnement nominal du réacteur, la température du cœur devra être surveillée en continu avec une résolution temporelle meilleure que 0,5 s [21], [97] et une précision de 0,5°C [21], ainsi il sera possible de détecter très rapidement les accidents potentiels. En effet, les expériences sur les réacteurs d'essai Phenix et Superphenix, dont le fluide caloporteur était aussi le sodium, ont démontré que des capteurs de température ayant un temps de réponse inférieur à 4,2 $\pm$ 2 s [100] étaient nécessaires.

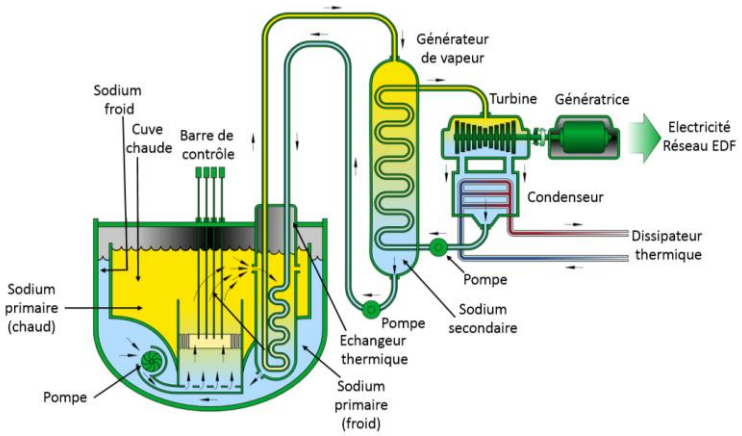

Figure I.24 : Schéma de principe de fonctionnement d'une centrale de génération IV. Adaptée de [21].

Or l'installation des capteurs de températures basés sur l'électronique est impossible aux niveaux de radiations associés à l'application. Ainsi, il est nécessaire de développer de nouveaux types de capteurs plus résistants aux radiations pour contrôler la température du cœur. La technologie des réseaux de Bragg a été retenue comme l'une des solutions à fort potentiel pour cette mesure. Ces avantages sont sa capacité de multiplexage, son temps de réponse ultra-rapide et sa faible intrusivité. Ce type de capteur a été majoritairement testé à température ambiante sous rayons X, γ et neutrons [21], [80], [85], [101], mais très peu d'études sur

l'influence combinée des radiations et de la température [21], [102] existaient au début de la thèse.

De plus les réseaux de Bragg n'intéressent pas seulement les milieux très fortement radioactifs. En effet, la possibilité d'obtenir un capteur de température immunisé aux radiations intéresse par exemple le domaine spatial ou de la physique des hautes énergies (CERN). Cependant à notre connaissance, très peu de tests ont été effectués sous irradiations protons [103], [104] et aucun sous sollicitation électronique. A l'inverse, les réseaux devront résister face aux variations de températures qui peuvent être extrêmes sur un satellite avec des températures allant de -200°C à +300°C correspondants à celles attendues pour les futures missions spatiales vers les lunes de Jupiter.

Chapitre II

Les réseaux de Bragg

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la technologie des capteurs à réseaux de Bragg (RdB) semble être la meilleure solution pour la mesure de température dans des milieux très sévères. En effet, les RdBs permettent notamment des mesures très rapides (20 kHz), ce qui est nécessaire pour l'instrumentation nucléaire. Comme il existe de nombreux types de RdBs, il convient de sélectionner celui le plus adapté à la mesure visée. Généralement les RdBs sont classés soit en fonction de leurs méthodes de fabrication soit par rapport à leur tenue à la température. Dans ce chapitre, nous décrivons les différentes classes de RdBs, en suivant la classification proposée par J. Canning [105] (cf. Annexe 1). L'auteur propose de classer les réseaux suivant leurs techniques d'inscription et leurs stabilités thermiques.

II.1 Théorie et types de RdBs

II.1.1 Principe de fonctionnement

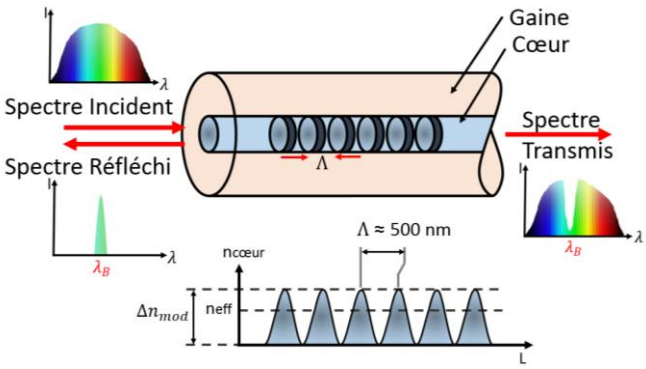

Figure II.1 : Schéma d'un réseau de Bragg (en haut). La figure du bas montre les variations d'indice optique dans le cœur de la fibre

Un réseau de Bragg peut être vu comme un filtre optique. En transmission, c'est un filtre coupe-bande i.e. toutes les longueurs d'ondes sauf une bande étroite sont transmises. En réflexion c'est un filtre passe-bande, par conséquent seule une petite région du spectre est réfléchie. La longueur d'onde centrale de ce spectre est appelée longueur d'onde de Bragg (λ_B) (figure II.1) [5] et peut être définie par :

$$\lambda_B = 2\,\frac{n_{eff}\cdot\Lambda}{m}; \qquad m \in \mathbb{N}^* \qquad \text{II.1}$$

avec n_{eff} l'indice effectif du mode guidé, Λ la période du réseau et m l'ordre du réseau.

Un réseau de Bragg est caractérisé par trois paramètres, le principal est sa longueur d'onde de Bragg. Le deuxième paramètre est l'amplitude des pertes du pic de Bragg en transmission (T) ou sa réflectivité en réflexion (R) [106] qui est définie par [107], [108] :

$$R(\lambda) = \frac{\sinh^2\left(\kappa \cdot L\sqrt{1-\left(\frac{\delta}{\kappa}\right)^2}\right)}{\cosh^2\left(\kappa \cdot L\sqrt{1-\left(\frac{\delta}{\kappa}\right)^2}\right)-\left(\frac{\delta}{\kappa}\right)^2} \qquad \text{II.2}$$

avec L la longueur totale du réseau, κ le coefficient de couplage dans la fibre optique qui peut s'écrire simplement si la modulation d'indice est supposée uniforme dans un plan transverse, défini par :

$$\delta\kappa = \frac{\pi}{\lambda_B} \cdot \eta \cdot \Delta n_{mod} \qquad \text{II.3}$$

où Δn_{mod} est l'amplitude de la modulation d'indice de réfraction dans le cœur de la fibre, et δ le désaccord de phase qui s'exprime ainsi :

$$\delta(\lambda) = \frac{2 \cdot \pi \cdot n_{eff}}{\lambda} - \frac{\pi \cdot m}{\Lambda} \qquad \text{II.4}$$

et η est l'intégrale de recouvrement, il s'agit de la puissance optique contenue dans le cœur de la fibre, et elle est définie par :

$$\eta = \frac{(\pi \cdot \phi_{\text{cœur}} \cdot ON)^2}{{\lambda_B}^2 + (\pi \cdot \phi_{\text{cœur}} \cdot ON)^2} \qquad \text{II.5}$$

avec $\phi_{\text{cœur}}$ le diamètre du cœur de la fibre et ON son ouverture numérique. La réflectivité maximale s'obtient quand $\lambda = \lambda_B$, d'où $\delta(\lambda_B) = 0$. Ainsi, nous avons :

$$R_{max} = tanh^2(\kappa \cdot L) \qquad \text{II.6}$$

En supposant la conservation de l'énergie, la transmission peut s'écrire :

$$T_{min} = 1 - \tanh^2\left(\frac{\Delta n_{mod}}{\lambda_B} \cdot \pi \cdot \eta \cdot L\right) \qquad \text{II.7}$$

Le dernier paramètre à prendre en compte est la largeur du pic (L_{pic}), qui est définie entre la première extinction à droite et à gauche du pic de Bragg et qui peut être calculée via la relation suivante [107] :

$$L_{pic} = \frac{\lambda_B}{n_{eff}} \cdot \sqrt{\Delta n_{mod}{}^2 + \left(\frac{\lambda_B}{L}\right)^2} \qquad \text{II.8}$$

La largeur du pic défini ci-dessus est définie pour une gaussienne. Dans les cas pratiques, nous utiliserons la largeur à mi-hauteur (*FWHM : Full Width at Half Maximum*).

La longueur d'onde de Bragg et la transmission/réflectivité ainsi que la largeur du pic permettent de connaître l'état du réseau. En effet, si le réseau commence à s'effacer, à cause d'un traitement thermique ou d'une irradiation, la longueur d'onde de Bragg va se déplacer vers les faibles longueurs d'onde (« bleu ») et son amplitude va diminuer. En ce qui concerne la largeur du pic, puisque Δn_{mod} diminue, cela implique une diminution de cette dernière. Mais comme la longueur du réseau diminue aussi (éq. II.6) ceci induit en revanche une augmentation de la largeur du pic (éq. II.8). Cependant, dans le cadre des travaux menés durant cette thèse, nous avons observé une diminution de la largeur du pic sous irradiation. Nous reviendrons sur ces résultats dans les chapitres IV et V.

La longueur d'onde de Bragg est sensible aux paramètres externes, tels qu'une variation de déformation et/ou une variation de température, appliquées sur la fibre optique. La longueur d'onde de Bragg va se déplacer vers les grandes longueurs d'ondes (« rouge »), si la température ou la déformation augmente, à l'inverse elle se déplace vers les courtes longueurs d'onde i.e. le bleu, si la température ou la déformation diminue. Il est possible de calculer la variation de la longueur d'onde de Bragg par la relation suivante [109]:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = C_T \cdot \Delta T + C_\varepsilon \cdot \Delta\varepsilon \qquad \text{II.9}$$

avec ΔT la variation de température et $\Delta\varepsilon$ la variation de déformation. Le coefficient de sensibilité thermique peut s'écrire :

$$C_T = \frac{1}{n_{eff}}\left(\frac{\partial n_{eff}}{\partial T}\right) + \frac{1}{\Lambda}\left(\frac{\partial \Lambda}{\partial T}\right) \qquad \text{II.10}$$

et le coefficient de déformation s'écrit :

$$C_\varepsilon = \left(1 + \frac{1}{n_{eff}}\frac{\partial n_{eff}}{\partial \varepsilon}\right) \cdot \left(\frac{1}{\Lambda}\frac{\partial \Lambda}{\partial F}\right) \qquad \text{II.11}$$

avec F la force appliquée longitudinalement sur le réseau. Le coefficient de déformation est de l'ordre de 1,2 pm/µε à 1550 nm [59]. Il est possible d'obtenir le coefficient thermique à partir de la formule suivante [85] :

$$\lambda_B(T) = \lambda_B(T_0) + C_T \cdot (T - T_0) \qquad \text{II.12}$$

Cette relation de linéarité est valide sur des plages de température dont la variation est inférieure à 100°C [85]. Entre 20°C et 100°C ce coefficient thermique vaut environ 10 pm/°C pour des réseaux inscrits dans des fibres en silice et opérant à 1550 nm.

II.1.2 Les différents types de RdBs

Les réseaux de Bragg peuvent être classés en plusieurs catégories suivant leurs techniques d'inscriptions (lasers, puissances et méthodes d'inscriptions) et leurs tenues en température [105]. L'inscription de RdBs dans les fibres optiques peut se faire soit via des lasers continus [110] soit pulsés dans le domaine nanoseconde [111] ou femtoseconde [112]. La modulation de l'indice du cœur de la fibre peut se faire soit point par point [113] ou à l'aide de techniques d'interférométries telles que le miroir de Lloyd [114] ou le masque de phase [115]. Le miroir de Lloyd permet d'inscrire des RdBs à différentes longueurs d'ondes, en inclinant le miroir par rapport à l'axe du faisceau laser incident. Il est donc possible de sélectionner la longueur d'onde de Bragg voulue sur une plage de longueur d'onde. La méthode point par point permet également une grande liberté quant aux longueurs d'ondes de Bragg choisies, puisque le pas du réseau dépend de la distance entre deux zones irradiées. Concernant l'inscription par masque de phase, le pas du RdB est fixé par la période du masque de phase, et la longueur d'onde du laser. Par conséquent le masque de phase sera différent pour les réseaux opérant à différentes longueurs d'onde de Bragg.

II.1.2.a Réseaux de Type I

Les réseaux de type I ont été les premiers réseaux inscrits et sont les plus utilisés dans les applications standards telles que les Télécoms et les lasers [105], car ils sont les plus aisés à produire. Les premiers RdBs ont été inscrits dans des fibres dites « photosensibles » avec des lasers continus ou pulsés (lasers nanosecondes) opérant le plus souvent dans l'ultraviolet [110], [115], [116] et parfois dans le visible [109]. Les fibres photosensibles peuvent être dopées soit au germanium soit co-dopées au bore [117], etc…. Elles sont ainsi nommées ainsi car l'exposition de telles fibres à un laser permet de créer aisément des défauts et donc une modulation de l'indice de réfraction [85], [118].

Pour augmenter la photosensibilité de certaines fibres, il est possible de les charger en hydrogène avant l'inscription du réseau. Pour charger une fibre en hydrogène (H_2) ou deutérium (D_2), la méthode la plus simple consiste à la placer dans un réacteur [119], [120] à haute pression – plusieurs dizaines voire centaines de bars [116] – et si possible à haute température, pour accélérer la diffusion du gaz vers le cœur de la fibre optique.

Il n'est pas possible d'inscrire des RdBs dans des fibres non photosensibles telles que celles à cœur de silice pure ou dopée au Fluor avec des lasers UV continus ou nanosecondes. Avec le développement des lasers femtosecondes, il est aujourd'hui en revanche possible d'inscrire des RdBs de type I dans tous types de fibre optique, générant les défauts ponctuels à l'origine de la modulation d'indice grâce à l'absorption multi-photonique [105].

La génération des RdBs de type I dans les fibres germanosilicates chargées en hydrogène est liée à la formation de défauts relatifs au germanium comme les défauts GeE' et GeH [121]. Le défaut GeE' est un atome de germanium lié à trois atomes d'oxygène et dont l'un des électrons n'est pas lié. Le défaut GeH est un atome de germanium lié à 3 atomes d'oxygène et à un atome d'hydrogène. La variation d'indice de réfraction induite dans ces réseaux peut atteindre 10^{-3}, cette valeur dépendant des lasers utilisés [122]. Par ailleurs, la pré-hydrogénation des fibres avant inscription favorise une variation d'indice plus élevée d'un facteur deux par rapport au cas sans hydrogène [121].

Lors de l'inscription, la longueur d'onde de Bragg se déplace vers les grandes longueurs d'ondes et la réflectivité ainsi que la largeur à mi-hauteur (FWHM) augmentent [123], [124], car l'indice effectif et Δn_{mod} augmentent.

Les réseaux de type I sont caractérisés par une mauvaise tenue aux hautes températures (> 400°C) [105]. En effet, en augmentant la température le réseau s'efface [125] à cause de l'activation thermique des processus de recombinaison des défauts [121]. Il existe cependant quelques sous-catégories de réseaux de type I qui peuvent résister à des hautes températures plus élevées – jusqu'à 600°C – mais uniquement pour de courtes durées, de l'ordre de quelques heures [125], [126].

II.1.2.b Réseaux de Type R

Quand le réseau de type I est inscrit dans des fibres très photosensibles et avec un traitement thermique suffisamment long pour effacer ce dernier – appelé réseau parent ou graine

(*seed grating*) –, un second réseau peut apparaitre. La régénération peut être induite aussi par l'exposition du réseau parent à un faisceau laser, par exemple avec un laser CO_2 émettant à environ 10 µm [127]. Ce phénomène est appelé *Régénération* et le réseau régénéré est connu sous le nom de réseau de type R.

La figure II.2 montre l'effacement d'un réseau de type I et la régénération d'un second réseau durant un traitement thermique. Celui-ci est constitué d'une première étape à 700°C et d'une deuxième à 900°C – à partir de 2h30. Il est à noter que la température de 700°C n'était pas suffisamment élevée pour initier le processus de régénération [97].

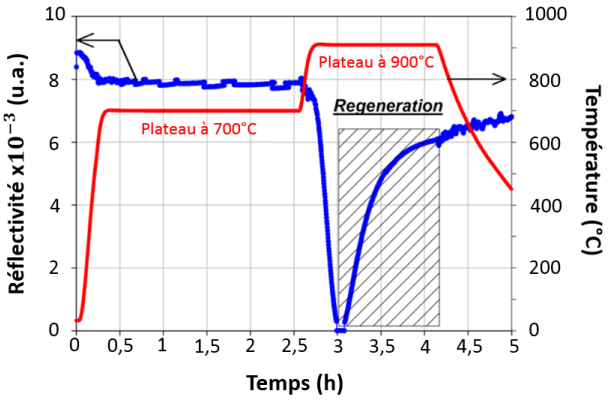

Figure II.2 : Régénération d'un Réseau de Bragg. Adaptée de [97]

En effet, la température de régénération dépend :

- du type de fibre [128]
- des traitements pré-inscription, comme la saturation en hydrogène, en deutérium ou en hélium [97], [129]
- du laser utilisé pour l'inscription [128], [129],
- de la technique de régénération (four [97] ou laser CO_2 [127]).

Cependant, les processus physico-chimiques à la base de la régénération sont toujours sujets à débat. La théorie la plus répandue est que l'hydrogène présent à l'interface entre le cœur et la gaine de la fibre optique créerait une contrainte suffisante pour augmenter la pression interne dans la fibre qui additionnée aux hautes températures du traitement, donnerait naissance à de la silice cristalline polymorphe, plus communément appelée cristobalite [128]. Cette dernière est stable à partir de 1470°C et à pression ambiante mais reste dans un état métastable à plus basses

températures. Ce type de réseau avec un traitement thermique à très haute température (> 700°C) et sans gaine de protection est très fragile.

Les réseaux régénérés sont bien sûr très bien adaptés à une utilisation dans des milieux associés à de hautes températures grâce à leur excellente stabilité thermique. Des études ont montré qu'ils peuvent résister à des températures de l'ordre de 1295°C [2].

II.1.2.c Réseaux de Type II

Les réseaux de type II peuvent résister à des températures supérieures à 1000°C [130], ce qui en fait des RdBs aussi performants que les réseaux régénérés en termes de tenue à la température. Les RdBs de type II sont inscrits avec des lasers à haute puissance, comme les lasers femtosecondes.

Pour créer des dommages permanents dans la silice, il faut dépasser son seuil minimum d'endommagement. Par exemple, une densité de puissance minimale de l'ordre de $4{,}6 \pm ,1 \cdot 10^{13}\ W/cm^2$ [131] est nécessaire pour l'inscription des réseaux via un masque de phase et pour des lasers femtosecondes émettant dans le proche infrarouge. C. W. Smelser et *al.* [131] ont démontré que la densité de puissance relative à un laser femtoseconde et un masque de phase donnés pouvait être exprimée par la relation suivante :

$$I = 2 \cdot \frac{0{,}86 \cdot E_{impulsion} \cdot E\%_{\pm 1\ ordre}}{A_{faisceau} \cdot t_{impulsion}} \qquad \text{II.13}$$

avec $E_{impulsion}$ l'énergie par impulsion, $E\%_{\pm 1\ ordre}$ l'énergie diffractée dans les ordres ± 1 du masque de phase, $A_{faisceau}$ l'aire irradiée par le faisceau au point focal, $t_{impulsion}$ la durée de l'impulsion et le facteur de 0,86 correspond à la réduction de l'intensité de la figure d'interférence pour une distance de 5 mm ; ce facteur augmentant quand la distance diminue et vaut 1 lorsque la distance est nulle i.e. pour un recouvrement parfait des deux ordres de diffraction [131]. Ainsi, les réseaux de type II sont générés grâce à la densification locale de la silice.

Si la densité de puissance est inférieure au seuil un réseau de type I est alors inscrit, à l'inverse si la densité de puissance est supérieure au seuil, alors nous obtiendrons un réseau de type II. Il est plus que probable, même lors de l'inscription avec des lasers hautes puissances, qu'un réseau de type I se forme en même temps que le réseau de type II. Il est alors nécessaire de procéder à un traitement thermique pour effacer ou stabiliser le réseau de type I [85].

La figure II.3 montre en vue de coupe les modifications d'indice périodique créées pour un réseau de type II [131], la structure du RdB parcourt tout le cœur de la fibre et une grande partie de la gaine.

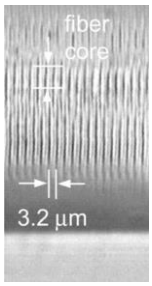

Figure II.3 : Vue de coupe selon la longueur pour une inscription avec un masque de phase. Adaptée de [131]

II.1.2.d Réseaux de Type III ou RdB à trous – *Voids gratings*

En focalisant un laser femtoseconde dans le cœur de la fibre et si la densité d'énergie dépasse $10^{14}\ W/cm^2$ [132], alors il est possible de créer des micro-explosions dans le cœur de la fibre et d'obtenir des micro-bulles de vide (*void*) entourées par une couche de silice densifiée (figure II.4) [133]. En déplaçant le point de focalisation de la période du réseau voulue, il est possible de créer un réseau de Bragg point par point. Ces réseaux de type III ou void ne sont pas définis dans la classification proposée par J. Canning [105]. Ils possèdent la même stabilité en température que les réseaux de type II inscrits par masque de phase [132].

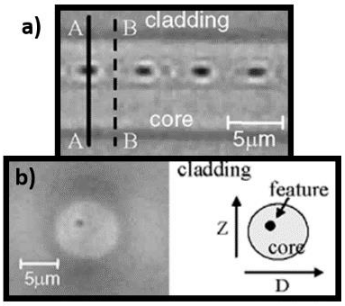

Figure II.4 : a) Vue de coupe selon la longueur pour une inscription point par point. b) coupe transversale. Adaptée de [133]

Contrairement à l'inscription par masque de phase où les franges parcourent le cœur et une partie de la gaine optique (figure II.3), la bulle de vide est localisée dans le cœur de la fibre (figure II.4). Comme cela est visible sur la figure, les bulles n'ont pas besoin d'être au centre

du cœur de la fibre pour obtenir un RdB. Ces réseaux, comme les réseaux de type R et II, sont stables jusqu'à des températures de 1000°C [132].

II.2 Stabilité des RdBs dans différents environnements.

II.2.1 Influence de l'hydrogène dans les fibres

La saturation d'une fibre en hydrogène est utilisée pour augmenter la photosensibilité lors de l'inscription de RdBs de type I [134]. De plus l'hydrogène joue un rôle central dans le processus de régénération [128]. Pour hydrogéner une fibre les méthodes les plus simples consistent à mettre la fibre sous haute pression et/ou haute température voire les deux combinées [126], [135], [136] dans un environnement riche en gaz. La diffusivité D de l'hydrogène dans la silice est donnée par la loi d'Arrhenius :

$$D(T) = D_0 \cdot e^{-E_A/R \cdot T} \qquad \text{II.14}$$

ou D_0 est la constante de diffusivité – appelée aussi facteur de fréquence, E_A est l'énergie d'activation, R est la constante des gaz parfaits et T la température absolue [137]. Cette loi est valable jusqu'à 1000°C [119]. Pour une surface infiniment plane, la profondeur de saturation ($P_s(t)$) en hydrogène à un temps t est donnée par [138] :

$$P_s(t) = \sqrt{6 \cdot D(T) \cdot t} \qquad \text{II.15}$$

En passant en coordonnées cylindriques, nous obtenons, le rayon de saturation ($\phi_s(t)$) :

$$\phi_s(t) = \sqrt{\frac{D(T) \cdot t}{0{,}6}} \qquad \text{II.16}$$

Ainsi, il est possible de calculer le temps (t_{max}) nécessaire pour diffuser l'hydrogène à 95 % dans une fibre optique de rayon ϕ_s [138] :

$$t_{max} = \frac{0{,}6 \cdot {\phi_s}^2}{D\ (T)} \qquad \text{II.17}$$

Après inscription des réseaux dans une fibre hydrogénée, l'hydrogène moléculaire restant, donc non lié à la matrice, diffuse spontanément en dehors de la fibre plus ou moins rapidement selon les conditions de stockage du réseau. Il est possible de calculer le temps nécessaire pour que 95 % des molécules d'hydrogène (par rapport à la valeur de saturation)

diffusent en dehors de la fibre optique. Pour une fibre monomode standard, en prenant, un rayon (ϕ_s) de 62,5 µm, une constante de diffusivité (D_0) de $5{,}65 \cdot 10^{-4}$ cm^2/s, et une énergie d'activation (E_A) de $4{,}35 \cdot 10^4$ J/mol [119], [138] ; il est ainsi possible d'obtenir les durées suivantes en fonction de la température de stockage de la fibre:

Température	**-25°C**	**25 °C**	**100°C**	**300°C**
Dégazage en H_2 de la fibre	640 Jours	19 Jours	13 h 30 min	6 min 30 s

Table II.I Dégazage à 95 % d'une fibre monomode à des températures de -25°C, 25°C, 100°C et 300°C. Adaptée de **[58]**

Donc pour une fibre monomode il faudra presque 2 ans pour dégazer à 95 % une fibre optique conservée à -25°C, alors qu'à 300°C il ne faut qu'un peu moins de 7 min. Pour cette raison, les fibres de la thèse sont conservées au congélateur à -25°C durant la période post-hydrogénation/pré-inscription. Malgré tout, les fibres au bout de quelques mois perdront une grandeur partie de leurs photosensibilités induites par la présence d'hydrogène.

II.2.2 Influence de la température

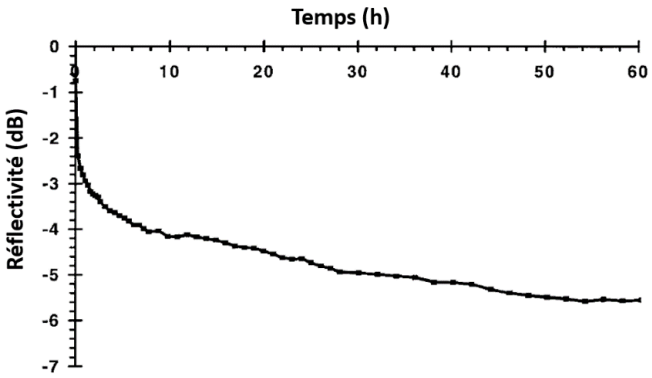

Figure II.5 : Réflectivité d'un RdB de type I durant un traitement thermique à 295°C. Adaptée de [134]

Pour qu'un RdB puisse mesurer de manière répétable des hautes températures sans que celles-ci ne modifient le réseau, il est nécessaire de le stabiliser pour un fonctionnement à ces températures (T_1). En effet, si le réseau n'est pas stabilisé, pendant son utilisation à haute température, son amplitude et/ou sa réflectivité (figure II.5) diminuent et sa longueur d'onde de Bragg se déplace vers le « bleu » à température constante. Pour éviter ceci, il est nécessaire d'effectuer un Traitement Thermique (TT), ce dernier est fait à une température T_2, avec $T_2>T_1$, choisie afin d'assurer la stabilité du RdB à T_1.

La relation entre T_1 et T_2 a été établie par T. Erdogan *et al.* [139] pour des fibres non hydrogénées et par S. R. Baker *et al.* [134] pour les fibres hydrogénées.

Le modèle de T. Erdogan pour les fibres sans hydrogène

Lorsque le réseau s'efface à cause la température, son amplitude de modulation d'indice (Δn_{mod}) décroit. Cela se traduit par une décroissance du pic de Bragg, et donc de la réflectivité du réseau (R).

Ainsi en partant de la réflectivité, il est possible de définir le coefficient de couplage intégral (CCI) [134] :

$$CCI = \operatorname{arctanh}(\sqrt{R}) \qquad \text{II.18}$$

Le CCI est proportionnel à l'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction dans le cœur de la fibre (Δn_{mod}). En normalisant le CCI par rapport au CCI initial (CCI_0), nous obtenons le ratio suivant à un temps t [139] :

$$\frac{CCI}{CCI_0}(t) = \frac{1}{1 + A \cdot t^{\alpha}} \qquad \text{II.19}$$

où A et α sont deux coefficients qui dépendent du type de réseau et de la composition de la fibre. Le coefficient A peut être écrit sous la forme suivante :

$$A = A_0 \cdot e^{aT} \qquad \text{II.20}$$

dans laquelle A_0 et *a* sont des constantes. Quant au coefficient α, il peut s'écrire :

$$\alpha = \frac{T}{T_0} \qquad \text{II.21}$$

où T_0 est une température déterminée par l'ajustement des valeurs expérimentales.

S. R. Baker *et al.* [134] vont plus loin dans le modèle et proposent une formule permettant de calculer les conditions – température (T_{tt}) et durée (d_{tt}) – du traitement thermique en fonction des conditions d'utilisation du réseau – température (T_u) et la durée (d_u) d'utilisation :

$$d_{tt} = \exp\left(\left(a \cdot T_0 \left[\left({}^{T_u}/_{T_{tt}}\right) - 1\right]\right) \cdot {d_u}^{{}^{T_u}/_{T_{tt}}}\right) \qquad \text{II.22}$$

<u>Le modèle « Log time » pour les fibres avec hydrogène</u>

Pour les fibres avec hydrogène, S. R. Baker *et al.* [134] modifient la définition du CCI à la température T donnée par T. Erdogan *et al.* [139] :

$$\frac{CCI}{CCI_0}(T) = \begin{cases} 1 - K\log\left({}^{t}/_{D(T)}\right) & \text{si } t > D(T) \\ 1 & \text{sinon} \end{cases} \qquad \text{II.23}$$

avec $D(T)$ donné par l'équation II.14. Ainsi, il est possible, comme précédemment, de calculer la durée du traitement thermique (d_{tt}) à une température T_{tt}, pour une utilisation pendant une durée d_u à une température T_u :

$$d_{tt} = d_u \cdot e^{\left({}^{E_A}/_{R}\right)\left(\frac{T_{tt}-T_u}{T_{tt}\,T_u}\right)} \qquad \text{II.24}$$

Il faut noter que si la durée du dégazage n'est pas atteinte lors du traitement thermique, une partie de l'hydrogène restera dans la fibre et rendra le réseau instable.

Le tableau ci-dessous donne les coefficients utilisés pour résoudre les équations II.18 à II.20 pour des RdBs inscrits dans des fibres chargées en hydrogène, soit dopées au germanium soit co-dopées bore-germanium.

Fibres - Dopants	$\boldsymbol{A_0}$	$\boldsymbol{a}$ **(K^{-1})**	$\boldsymbol{T_0}$ **(K)**
Germanium	$1{,}86 \cdot 10^{-3}$	$7{,}64 \cdot 10^{-3}$	5250
Bore/Germanium	$1{,}92 \cdot 10^{-4}$	$13{,}1 \cdot 10^{-3}$	2941

Tableau II.1 coefficients utilisés pour des fibres dopées au germanium et co-dopées bore-germanium pour calculer le coefficient CCI. Adapté de [134]

II.2.3 Comportements sous radiations des RdBs

II.2.3.a Influence des radiations

Les différents types de réseaux ne réagissent pas de la même façon sous irradiation : suivant le choix de la méthode d'inscription, les traitements reçus, … [85]. A cause des radiations l'indice effectif du cœur vu par le mode fondamental (n_{eff}) peut évoluer, comme décrit par les relations de Kramers-Krönig et Lorentz-Lorenz, et la période du réseau (Λ) peut changer – à cause de la compaction de la fibre. Il est alors possible de calculer la variation de la longueur d'onde de Bragg sous radiation ($\Delta\lambda_B$), ou RI-BWS : *Radiation Induced Bragg Wavelength Shift* :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} + \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda} \qquad \text{II.25}$$

La variation de la longueur d'onde de Bragg entraine une erreur sur la mesure de la température ou de la déformation déterminée par le réseau en effet, comme vu précédemment avec un coefficient thermique de ~10 pm/°C (Eq. II.12) entre 25 et 100°C, une variation de la longueur d'onde de Bragg induite par les radiations de 10 pm représente une erreur de 1°C sur la mesure de température effectuée par le réseau. Il est à noter que le coefficient thermique n'est pas affecté par les radiations pour des réseaux sans revêtement [85], [140], [141]. Ce point sera vérifié par la suite.

La figure suivante représente les différents processus induit sous irradiation sur les réseaux de Bragg [74], la création de défauts induit la RIA et fait varier la densité de la silice et donc l'indice de réfraction. La variation de la densité engendre aussi une variation de la période du RdB. Il faut ajouter qu'une compaction de la silice n'a été observée que pour des particules telles que les neutrons et les électrons [80], [82] et que les données sous rayons γ tendent à montrer qu'il n'y a pas ou très peu de compaction [82], [142]. L'amplitude du réseau peut aussi diminuer à cause d'une variation de Δn_{mod} ou à travers la RIA [85]. L'influence de la RIA sur la réponse du réseau sera discutée dans la partie suivante.

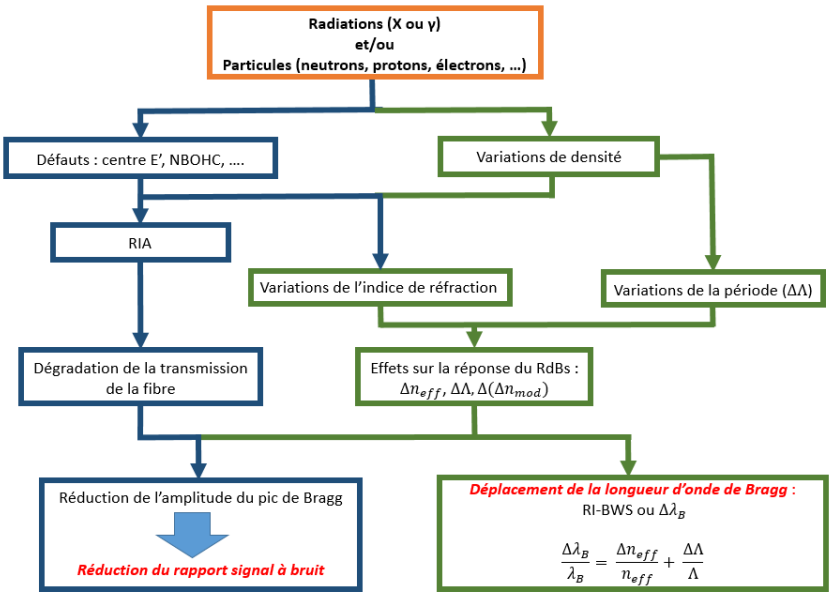

Figure II.6 : Schéma des différents processus s'opérant durant l'irradiation d'un RdB. Adaptée de [74]

II.2.3.b Influence du type de réseau sur sa réponse sous irradiation

Comme expliqué précédemment, il existe plusieurs types de réseaux différant en termes de stabilités thermiques et/ou de techniques de fabrication [105]. Les réseaux de type I sont assez fortement affectés par les radiations, avec des déplacements de leur longueur d'onde de Bragg de plusieurs dizaines de picomètres vers le rouge pour des doses de 100 kGy(SiO_2) [85], [74]. La figure suivante illustre le déplacement d'un spectre de réflexion, en particulier de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau de type I exposés à des rayons X d'énergie avoisinant 40 keV, et ce à plusieurs doses, avec un débit de dose de 120 Gy(SiO_2)/s.

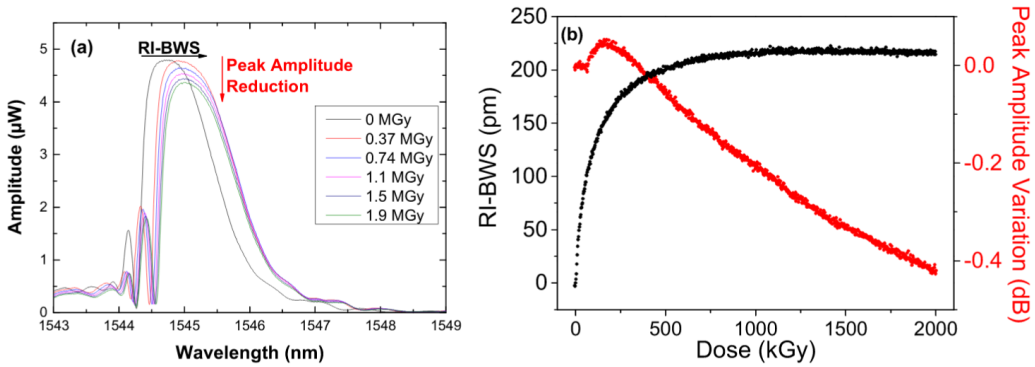

Figure II.7 : a) Déplacement du pic de Bragg d'un RdB de type I en fonction de la dose jusqu'à 1,9 MGy b) déplacement de la longueur d'onde de Bragg (noir) et variation de l'amplitude (rouge) due aux radiations X. Adaptée de [74]

Le comportement sous radiation des réseaux de Bragg dépend de nombreux paramètres tels que la composition de la fibre [143], les traitements pré- et post-inscription [144], de l'irradiation : nature des particules, dose totale [145], débit de dose [116], etc… L'influence de chacun de ces paramètres sera étudiée ci-après.

Le comportement radiatif des réseaux régénérés a été très peu étudié [114], [146], [147], [148]. Les tests préliminaires montrent que ces réseaux ont une réponse dépendant de la température : la longueur d'onde de Bragg se déplace notablement pour des irradiations à température ambiante (25°C), mais elle semble en revanche plus stable sous irradiation pour des températures supérieures à 600°C [97]. Ces réseaux seront plus amplement étudiés dans la suite de ce manuscrit.

Les réseaux de type II ont été étudiés sous irradiation et à différentes températures d'irradiation [21], [144], [149], [150]. Les travaux les plus aboutis sont d'A. Morana *et al.* [144] qui ont proposé une méthode de stabilisation thermique pré-irradiation des réseaux de Bragg de

type II inscrits via un laser femtoseconde centré à 800 nm, avec une puissance minimale en sortie du laser de 500 mW, et une durée de l'impulsion de 50 fs. Un masque de phase est utilisé pour moduler l'indice du cœur de la fibre. En appliquant un traitement thermique sur ces réseaux à 750°C pendant 15 min, il est possible de les stabiliser sous radiations jusqu'à plusieurs MGy, ainsi qu'à hautes température – au-delà de 230°C [144]. Par ailleurs, cette méthode a été brevetée par Areva (aujourd'hui Orano) et le Laboratoire H. Curien [151] fin 2014. Cependant comme, il sera vu dans le chapitre III, tous les RdBs ne peuvent pas résister au traitement thermique, il y a donc des conditions spécifiques que doivent respecter l'inscription et la fibre optique pour la fabrication de ces réseaux « durcis » i.e. qui résistent aux radiations.

II.2.3.c Influence de la composition de la fibre optique et RIA

H. Henschel *et al.* [141], [149] et S. K. Hoeffgen *et al.* [143] ont étudié l'influence de la composition chimique des fibres sur la tenue aux radiations des réseaux de Bragg. Ils ont par ailleurs tenté de trouver un lien entre la RIA de la fibre et la réponse du réseau inscrit dans son cœur.

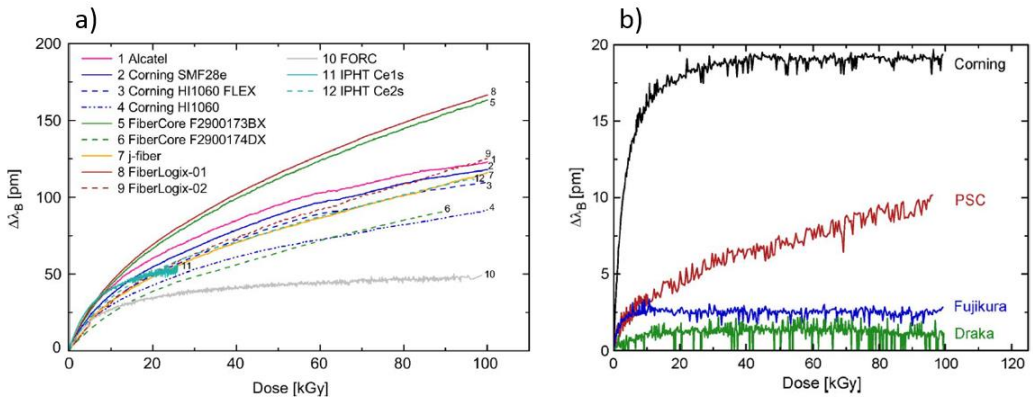

Figure II.8 : a) Comportement de RdBs de type I sur 12 fibres différentes sous radiations γ, b) Comportement de RdBs de type II sur 4 fibres différentes sous radiations γ. Adaptée de [85] et [149]

La figure II.8.a montre des RdBs de type I [141] inscrits avec un laser KrF pulsé à 248 nm par une entreprise privée (AOS GmbH, Dresden, Allemagne [152]) dans 12 fibres de compositions différentes, mais possédant toutes du germanium soit en cœur, soit en gaine. Les fibres présentées en figure II.8 ont été pré-hydrogénés ou non, mais elles ont toutes subi le même traitement thermique (240°C pendant 3 min puis 100°C pendant 60 h). Les auteurs de la publication ne précisent pas la puissance du laser, ni la technique interférométrique utilisée

[141]. Les fibres ont été irradiées sous rayons γ à température ambiante. Chacun des RdBs inscrits dans des fibres différentes se comporte différemment.

En effet, le réseau inscrit dans la fibre #8 présente un décalage de la longueur d'onde de Bragg à 100 kGy d'environ 160 pm, contre moins de 50 pm pour la fibre #10. Les compositions de ces fibres sont assez proches, elles possèdent toutes deux du phosphore et du fluor en gaine, respectivement 0,29 % et 0,21 % pour la fibre #8 contre respectivement 0,46 % et 0,45 % pour la fibre #10. La différence la plus notable vient du cœur de la fibre, où la fibre #8 possède du germanium (7,8 %) et du fluor (0,64 %) alors que la fibre #10 possède du germanium (> 1 %) et du fluor (> 1 %) également, mais aussi du phosphore (0,2 %) et de l'aluminium (1,8 %). Ainsi la résistance aux radiations d'un réseau de Bragg dépend de la composition de la fibre : des dopants et de la concentration de ces derniers.

Dans le deuxième cas (figure II.8.b) des réseaux de type II ont été irradiés jusqu'à 100 kGy avec un débit de dose de 1 Gy/s. Ces réseaux ont tous été inscrits avec un laser femtoseconde centré à 800 nm, avec une énergie par impulsion de 1,2 mJ, une durée d'impulsion de 120 fs et un masque de phase, dans quatre fibres différentes : dans la fibre SMF-28 (Corning), dans une fibre dopée en cœur et gaine en fluor (Fujikura), dans une fibre dopée fluor (Draka) et dans une fibre en cœur de silice pure (PSC). Ces trois dernières fibres sont vendues comme des fibres résistantes aux radiations [149]. Ces fibres n'ont pas été pré-hydrogénées avant l'inscription. Tous les réseaux ont subi un traitement thermique de 250°C pendant 5 min.

Le réseau inscrit dans la fibre SMF-28 possède un décalage de la longueur d'onde de Bragg de 20 pm à 100 kGy, contre un décalage de 125 pm pour un réseau de type I inscrit dans la même fibre (figure II.8.a). Pour le réseau « Draka » le décalage de la longueur d'onde de Bragg est inférieur à 2 pm pour la même dose totale. Les réseaux inscrits dans les fibres PSC et Fujikura ont des déplacements de la longueur d'onde de Bragg de respectivement 10 pm et 2,5 pm. Or les fibres PSC, Fujikura et Draka possèdent les mêmes dopants. Nous pouvons donc conclure que pour une même méthode d'inscription, la réponse du réseau dépend toujours de la fibre utilisée.

En ce qui concerne un éventuel lien entre la RIA et la résistance vis-à-vis des radiations des réseaux de Bragg, Henschel et *al.* [149] ont mesuré la RIA dans les fibres précédentes

(figure II.8.b) : les fibres SMF-28 (Corning), Draka, Fujikura (dopage au fluor) et une fibre en cœur de silice pure (PSC) jusqu'une dose totale de 1 MGy avec un débit de dose de 1 Gy/s.

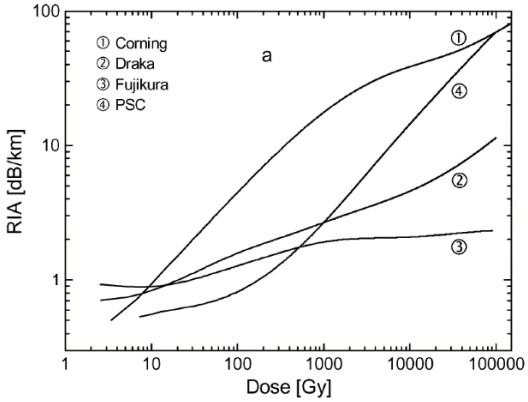

Figure II.9 : Mesure de la RIA jusqu'à 100 kGy avec un débit de dose de 1 Gy/s dans quatre fibres : (1) SMF-28 (Corning), deux fibres dopées fluor (2) –Draka et (3) Fujikura et dans une fibre en cœur de silice pure(PSC) (4). Adaptée de [149]

Les fibres PSC, Fujikura et Draka sont vendues comme des fibres résistantes aux radiations, contrairement à la SMF-28. A 100 kGy, la fibre Fujikura présente la RIA la plus faible des quatre fibres (figure II.9) avec une valeur de 2 dB/km, alors que la fibre SMF-28 ou PSC présentent des valeurs de RIA de plus de 50 dB/km. Entre les deux, nous retrouvons la fibre Draka avec une RIA avoisinant 10 dB/km. En ce qui concerne les réseaux de Bragg de type II inscrits dans ces fibres (figure II.8.b), les auteurs ont montré que la variation de la longueur d'onde de Bragg la plus importante est mesurée pour la SMF-28 – 20 pm – comme pour la RIA. Cependant pour la fibre PSC qui présente une RIA similaire à la SMF-28, la longueur d'onde de Bragg se déplace de seulement 10 pm, soit une variation inférieure au réseau inscrit dans la SMF-28. Pour la fibre Fujikura, la longueur d'onde de Bragg se décale d'environ 2,5 pm, alors que cette fibre présente la plus faible RIA. Le réseau le moins sensible aux radiations est inscrit dans la fibre Draka avec un décalage de la longueur d'onde de Bragg de moins de 1 pm à 100 kGy.

Les auteurs concluent que les fibres résistantes aux radiations i.e. qui présentent une faible RIA à haute dose, ne sont pas forcément de bons supports pour l'inscription de RdBs résistants aux radiations. Ce phénomène sera notamment observé dans la suite du manuscrit, où nous avons inscrit des réseaux de type II dans des fibres dites résistantes aux radiations et que nous avons soumis à des rayons X ou γ.

II.2.3.d Influence des paramètres intrinsèques au réseau : pré-hydrogénation

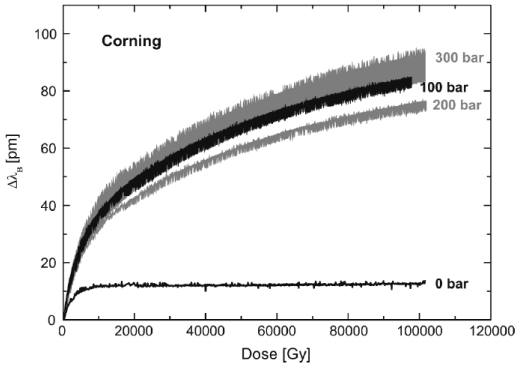

Figure II.10 : Décalage de la longueur d'onde de Bragg, de RdBs de type I inscrit dans la fibre SMF-28e pré-hydrogénées à 0, 100, 200 et 300 bars pendant 1 semaine à 50°C sous irradiation γ à 0.92 Gy/s jusque 100 kGy. Adaptée de [153]

L'hydrogénation des fibres est nécessaire seulement pour les réseaux de type I – pour augmenter la photosensibilité de la fibre [134], et pour le type R – où l'hydrogène joue un rôle central dans le processus de régénération [128]. La présence de dihydrogène dans la fibre est éliminée par un traitement thermique (cf. Chapitre II.2.1) ou en attendant suffisamment longtemps pour que l'hydrogène dégaze naturellement. Cependant, H. Henschel *et al* [153] ont démontré que les RdBs inscrits à l'aide d'hydrogène sont moins stables sous radiations que les RdBs inscrits sans hydrogène. La figure II.10 montre les résultats d'une irradiation γ jusqu'à la dose de 100 kGy pour quatre réseaux de type I inscrits avec un laser KrF à 248 nm par une entreprise privée (AOS GmbH, Dresden, Allemagne [152]) dans la fibre Corning SMF-28e sans pré-hydrogénation avant inscription ou chargée à 100, 200 et 300 bars pendant 1 semaine à 50°C. Après l'inscription les RdBs ont subi le même traitement thermique à 240°C pendant 3 min, puis 100°C pendant 72 h pour stabiliser les RdBs et dégazer la fibre de l'hydrogène restant. Lors de l'irradiation γ les réseaux ayant été pré-hydrogénés à 100, 200 ou 300 bars présentent un déplacement de la longueur d'onde de Bragg de plus de 70 pm contre moins de 10 pm pour le réseau non pré-hydrogéné (figure II.10).

D'autres études sur la pré-hydrogénation de réseaux de type I ont mené à la même conclusion [154], [155]. Ainsi, pour obtenir des réseaux de Bragg de type I résistants aux radiations, il faut éviter de pré-hydrogéner la fibre pour l'inscription. Le phénomène a aussi été observé sur les RdBs de type II [85].

II.2.3.e Influence des paramètres intrinsèques au réseau : conditions d'inscriptions et longueur du réseau

Les conditions d'inscription, et plus particulièrement le choix des lasers utilisés, déterminent la plupart du temps le type de réseau obtenu. En effet, avec un laser Argon émettant à 244 nm en continu, ou un laser KrF pulsé à 248 nm, ou un laser excimer à 193 nm, il est probable que le réseau inscrit soit de type I ou R – si application d'un traitement thermique adéquat pour le type R [105]. A l'inverse, l'utilisation d'un laser femtoseconde peut créer soit des réseaux de type I soit des réseaux de type II, ou parfois des réseaux hybrides (type I/type II) (cf. Chapitre II.2.1 Smelser *et al.*) [85]. Il a été observé par A. Morana *et al.* [135] que suivant le type de laser utilisé, le réseau se comporte différemment sous radiations.

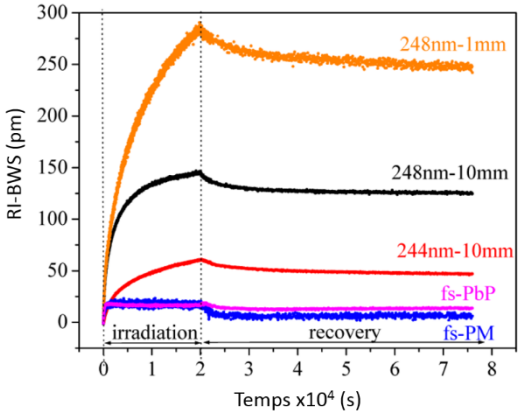

Figure II.11 : Comportements de RdBs inscrits avec différents paramètres sur la SMF-28 ou sur la SMF-28e, sous irradiation X jusqu'à la dose de 1 MGy. Adaptée de [135].

La figure II.11 montre les effets de l'irradiation sur des réseaux inscrits sur la SMF-28 ou SMF-28e de chez Corning, avec différents lasers. Les trois réseaux de type I ont été inscrits avec un masque de phase sur des fibres pré-hydrogénées – 200 bars, 80°C pendant 60 h – avec des lasers à 244 nm (Argon- continu) (courbe rouge) et 248 nm (KrF) avec des impulsions de 10 ns à une cadence de 200 Hz – courbe noire et orange, pour les réseaux de 1 mm et 10 mm.

Les réseaux fs-PbP (courbe rose) et fs PM (courbe bleue) ont été inscrits avec respectivement la méthode du point par point et du masque de phase. Les lasers femtoseconde utilisés sont centrés à 800 nm pour l'inscription des deux réseaux, avec une durée d'impulsion de 150 fs à une cadence de 1 kHz et une énergie de 560 µJ pour le réseau fs-PM et pour le réseau fs-PbP, la durée d'impulsion est inférieure à 120 fs pour une énergie de 230 nJ, la cadence du laser n'est pas donnée dans l'article [135].

Tous les réseaux précédents, après inscription ont subi un premier traitement thermique à 220°C pendant 10 min, puis un deuxième à 120°C pendant 8 h. Pour des réseaux de mêmes longueurs (10 mm), le réseau inscrit avec le laser à 244 nm (courbe rouge) montre un décalage plus faible de sa longueur d'onde de Bragg que celui inscrit avec le laser à 248 nm (courbe noire). De plus, la taille du réseau influence aussi sa réponse, en effet, un réseau de 1 mm (courbe orange) se décale plus sous irradiation qu'un réseau de 10 mm (courbe noire) [135]. La longueur d'onde de Bragg ne dépend pas de la longueur du réseau et ceux-ci ont été inscrits avec la même technique, ainsi la seule différence vient de la variation de l'indice de modulation dans le cœur de la fibre qui est plus importante pour le plus court des deux réseaux. Concernant les réseaux de type II (courbes rose et bleue), nous remarquons que la dérive de la longueur d'onde de Bragg est inférieure à 20 pm à 1 MGy, ces réseaux sont donc plus résistants aux radiations que les réseaux de type I.

II.2.3.f Influence des paramètres intrinsèques au réseau : traitements post-inscriptions

Les RdBs peuvent recevoir un traitement post-inscription pour les stabiliser vis-à-vis des contraintes de leur futur environnement d'utilisation, en particulier contre les effets des hautes températures. Les RdBs de type I ont un traitement thermique pour accélérer le dégazage de la fibre et stabiliser le réseau. Henschel *et al.*[141] ont démontré que plus le pré-traitement thermique est important – température et durée –, plus le décalage de la longueur d'onde de Bragg sous radiation est élevé pour un réseau de type I ; ces réseaux sont identiques aux réseaux de type I décrits dans la partie II.2.3.c. L'effet du traitement thermique sur la stabilité des réseaux de type I sous radiation sera complété dans le chapitre IV.

Le traitement thermique à haute température est le plus simple à mettre en œuvre des différents traitements post-inscriptions. Les résultats d'A. Morana *et al.* [144] montrent qu'un RdB de type II non traité thermiquement a une longueur d'onde de Bragg qui se décale plus sous radiations X à température ambiante que son homologue traité à 750°C. Les auteurs utilisent des réseaux de type II inscrits avec un masque de phase et un laser femtoseconde centré à 800 nm avec une puissance de 500 mW avec des impulsions de 50 fs à une cadence de 1 kHz.

Ainsi un réseau de type II sans traitement thermique présente une longueur d'onde de Bragg qui se décale de 60 pm à 1,5 MGy (figure II.12). Cependant, même avec un traitement thermique de seulement quelques minutes à 350°C, la résistance du réseau aux radiations

s'améliore et en effet, sa longueur d'onde de Bragg se décale de moins de 20 pm à 1,5 MGy. D'autres questions se posent, comme l'influence de la durée ou de la température du traitement thermique. Ces questions seront étudiées dans le chapitre IV.1 du manuscrit pour les réseaux de type I et type II.

En ce qui concerne une éventuelle pré-irradiation pour stabiliser les RdBs, peu d'études ont été publiées [142], mais les premiers résultats sur des réseaux de type I montrent qu'une pré-irradiation à 50 kGy améliore la résistance aux radiations des réseaux en diminuant le décalage de la longueur d'onde de Bragg [142]. Cette question trouvera réponse pour des RdBs de type I et pour le type R dans le chapitre IV.2 de ce manuscrit.

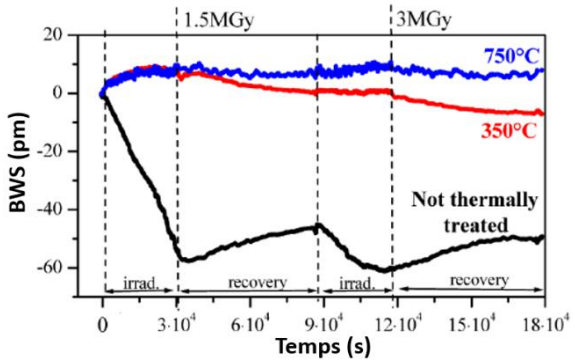

Figure II.12 : Comportement des RdBs de type II sous radiations X en fonction du traitement thermique : aucun (noir), 350°C pendant 15 min (rouge) et 750°C pendant 15 min (bleu). Adaptée de [144]

II.2.3.g Influence des paramètres de l'irradiation : débit de dose et dose

Le débit de dose et la dose totale accumulée ont un impact sur le déplacement de la longueur d'onde de Bragg. En effet, pour les RdBs de type I, plus la dose accumulée est importante, plus le déplacement de la longueur d'onde de Bragg est élevé [85]. Les effets de la dose accumulée sur les réseaux de type II sont cependant plus difficiles à déchiffrer [144].

En ce qui concerne le débit de dose, il a été démontré que sur les RdBs de type I, plus le débit de dose est élevé, plus le décalage de la longueur d'onde de Bragg est important [116], [156]. Ceci est illustré sur la figure II.13 : des réseaux de type I ont été inscrits sur une fibre dopée au germanium avec un laser Argon continu dont la longueur d'onde est de 244 nm, et un masque de phase. La fibre a été pré-hydrogénée à 160 bars pendant 10 jours. Les RdBs ont été irradiés à trois débits de dose différents (5 ,10 et 50 Gy/s) jusqu'à une dose totale de 30 kGy. Ainsi, la variation de la longueur d'onde de Bragg est plus importante pour le débit de dose le

plus élevé – ~40 pm à 50 Gy/s, pour une dose totale de 30 kGy. Au plus faible débit de dose (1 Gy/s), le décalage est de seulement 20 pm.

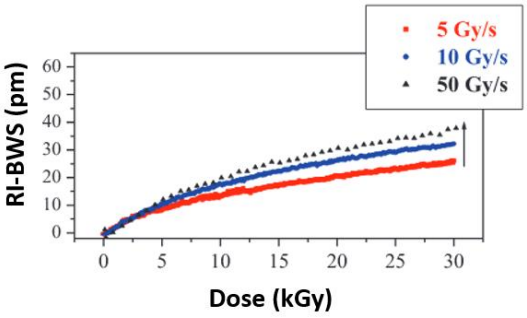

Figure II.13 : Influence du débit de dose sur un RdB de type I inscrit sur une fibre Germanium standard. Adaptée de [116]

Pour les RdBs de type II, un faible nombre d'études montre un décalage plus important lorsque le débit de dose augmente. La seule étude connue concerne les réseaux de type III. Cependant, pour les réseaux de type II, les variations de longueur d'onde de Bragg sont faibles, ce qui implique que l'influence du débit de dose doit être très faible, voire négligeable. Cette affirmation semble correcte aussi pour les réseaux à trous, pour lesquels les études préliminaires sous irradiation X ne montrent pas de corrélation claire entre le débit de dose et le déplacement de leur longueur d'onde de Bragg [157].

II.2.3.h Influence du type de radiations : rayons γ, neutrons, protons et électrons

Dans ce paragraphe, nous n'étudierons pas l'effet des rayons X et γ seuls sur les RdBs, car ils ont été amplement développés dans les paragraphes précédents.

Effets d'un environnement mixte (neutrons/ γ)

De nombreuses études ont été menées pour comparer l'effet des différents types d'irradiations sur les fibres optiques et les réseaux de Bragg. Ces études se sont principalement concentrées sur les effets combinés des rayonnements γ et neutrons rencontrés en environnements mixtes [101], [158]. Lors du bombardement neutronique du réseau, l'indice optique change, mais le pas du réseau peut lui aussi changer car la silice se densifie à très forte fluence [80], [81]. Ce phénomène a été démontré par W. Primak [81] qui a observé une densification de la silice amorphe de plus de 2 % pour une fluence de $2{\cdot}10^{20}$ neutrons/cm² (figure II.14), ces neutrons rapides (E ≈ 1 MeV) étant produit par des réacteurs nucléaires. De

plus, une densification maximale semble atteinte pour une fluence de $5{\cdot}10^{19}$ neutrons/cm² pour la silice, avec une augmentation de sa densité de plus de 2,5 %. Il est à noter que cette densification est beaucoup plus importante pour la silice cristalline, ou la densité décroit de plus de 15 % à une fluence de $2{\cdot}10^{20}$ neutrons/cm². Dans ce deuxième cas le quartz s'amorphise, ce phénomène étant causé par la rupture des liaisons Si-O-Si et une élongation de la liaison Si-O [81].

Dans le cas des fibres optiques, la densification a été estimée à 1 % volumique sous forte fluence neutroniques [80]. Les fibres étudiées étaient soit monomodes soit multimodes. Ces fibres dites durcies possèdent soit un cœur dopé au fluor, soit un cœur de silice pure. Pour obtenir cette densification sous neutrons rapides, la température d'irradiation a été stabilisée à 293°C et des fluences entre $3{\cdot}10^{19}$ et $5{\cdot}10^{19}$ neutrons/cm² ont été atteintes, ces fluences permettant d'atteindre normalement le maximum de densification observé par Primak (figure II.14).

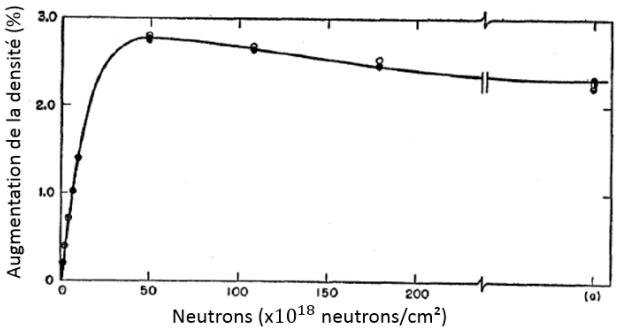

Figure II.14 : Variation de la densité de la silice amorphe sous un flux de neutrons rapides (E > 0,1 MeV) jusqu'à une fluence estimée entre $2{,}5{\cdot}10^{20}$ et $4{\cdot}10^{20}$ neutrons/cm². Adapté de [81]

Durant cette même expérience réalisée par Remy *et al.* [80], quatre réseaux de Bragg, inscrits dans des fibres monomodes durcies – cœur de silice pure ou dopée fluor – ont été irradiés et des caractérisations post-irradiation ont été réalisées. Ils ont été inscrits avec un laser femtoseconde centré à une longueur d'onde de 800 nm avec une énergie de 500 µJ/impulsion à une cadence de 1 kHz, et dont la durée de l'impulsion était de 50 fs avec une lentille de focale de 10 mm et une fréquence de balayage sur la fibre de 25 mHz. Suite à l'inscription, un traitement thermique soit à 350°C soit à 750°C pendant 15 min, a été réalisé et pour certains des réseaux une pré-irradiation à 3 MGy ou 4 MGy a été également effectuée. Sur les quatre

réseaux, seulement trois ont résisté à l'irradiation, le dernier s'étant effacé. Un décalage de la longueur d'onde de Bragg de 40 pm est observé pour le réseau inscrit dans la fibre dopée au fluor avec un recuit de 750°C. Le deuxième réseau inscrit dans la même fibre et avec un traitement thermique à 350°C et une pré-irradiation présente un décalage de -155 pm et le dernier RdB inscrit dans une fibre en silice cœur pure traité à 750°C et pré-irradié à 4 MGy présente un décalage de plus de 770 pm. Le même réseau, mais avec un traitement à 350°C n'a pas survécu à l'irradiation. Ainsi, comme nous l'avons observé précédemment sous rayons X, pour l'irradiation sous neutrons et γ la résistance aux radiations dépend à la fois de la composition de la fibre, mais aussi des traitements post-inscription. De plus, il apparait que les traitements thermiques à 350°C pendant 15 min ne permettent pas de stabiliser les réseaux de Bragg sous radiations.

Gusarov *et al.* [159] ont étudié le comportement de réseaux de Bragg de type I pendant 8 ans sous un flux de neutrons et γ (réacteur *BR1, SCK-CEN, Mol, Belgique*). Neuf réseaux ont été inscrits dans des fibres dopées au germanium avec un laser Argon (244 nm, continu) à une densité d'énergie comprise entre 35 W/cm² et 50 W/cm² et un miroir de Lloyd (RdB de G01 à G06 et G08 et 09, tableau II.2). Les réseaux G07 et G10 ont été inscrits avec un laser Argon émettant à 300 nm et avec un masque de phase. Certaines de ces fibres ont été pré-hydrogénées – 120 bars à 100°C pendant une journée – et/ou pré-irradiées – 600 kGy – et/ou pré-traitées thermiquement à une température de 100°C pendant une journée, à l'exception des réseaux G06 et G09 qui ont été recuits à 80°C pendant une journée et du réseau G05 qui a été traité à 500°C pendant 1 h. De plus, le réseau G11 a été inscrit avec un laser KrF (248 nm) avec une densité d'énergie entre 450 mJ/cm²/impulsion et 520 mJ/cm²/impulsion à une cadence de 30 Hz avec un masque de phase et pendant 30 heures, ce réseau n'a reçu qu'un traitement thermique.

Le réacteur BR1 a opéré pendant 4690 h sur 8 ans, ce qui représente une dose ionisante à la position 1 (tableau II.2) de 10 MGy de rayons γ, et des fluences de $16{,}9 \cdot 10^{17}$ neutrons$_{rapide}$/cm² et $1{,}47 \cdot 10^{17}$ neutrons$_{thermique}$/cm². Durant cette expérience, la température a varié entre 25°C et 80°C. Les positions 2, 3 et 4 ont reçu une fluence plus faible.

Le réseau traité à 500°C (G05) semble être celui qui résiste le mieux, avec une décroissance de son amplitude de seulement 0,02 dB. Les réseaux G08 et G09 présentent aussi de faibles variations d'amplitude, alors que l'un des réseaux à subit une pré-irradiation. Ainsi, l'influence de la pré-irradiation sur l'amplitude du réseau sous irradiation semble être

négligeable. En revanche, nous ne connaissons pas l'influence de la pré-irradiation sur la variation de la longueur d'onde de Bragg sous radiations. Enfin, tous les autres RdBs présentent une variation de l'amplitude de plus de 0,9 dB, et il s'agit de tous les réseaux pré-hydrogénés avant inscription ainsi que du réseau G11 inscrit avec le laser KrF. Ainsi, la réponse du réseau sous un flux de neutrons et de rayons γ dépend, de la fibre – concentration de dopants –, de la technique d'inscription – type de laser et techniques interférométriques – et des éventuels traitements pré/post inscriptions : hydrogénation, recuit thermique ou pré-irradiation [159].

Réseaux de Bragg	**G01**	**G02**	**G03**	**G04**	**G05**	**G06**	**G07**	**G08**	**G09**	**G10**	**G11**
Fibre	AT 120						SMF	AT120		SMF	AT120
Méthode d'inscription	Lloyd						Mas	Lloyd		Mas	
Hydrogénation	Oui				Non	Oui		Non		Oui	Non
Pré-irradiation	Non					Oui	Non		Oui		Non
Traitement Thermique	Non				Oui	Non	Oui	Non		Oui	Oui
Amplitude, 2000 (dB)	3,20	3,65	2,56	3,34	3,69	2,29	4,42	3,74	2,98	2,82	4,37
Amplitude, 2008 (dB)	1,89	2,73	1,67	2,22	3,67	1,39	2,04	3,65	3,04	1,85	5,27
Variation d'amplitude	-1,31	-0,92	-0,89	-1,12	-0,02	-0,90	-2,38	-0,09	0,07	-0,97	0,90
Position	1	2	3	4	1	2	3	1	2	3	4
Facteur neutron rapide/lent	1/1	0,85/ 0,80	0,65/ 0,35	0,25/ 0,005	1/1	0,85/ 0,80	0,65/ 0,35	1/1	0,85/ 0,80	0,65/ 0,35	0,25/ 0,005

Tableau II.2. Inscription puis résultats de l'irradiation de RdBs de type I sous rayons γ et sous neutrons. Lloyd : miroir de Lloyd, et Mas : masque de phase. Adaptée de [159]

Cependant, nous ne savons pas comment la longueur d'onde de Bragg a évolué pendant ces 8 années. Pour cela les auteurs ont suivi le réseau G02 après 8 ans d'irradiation, pendant 4 cycles d'opérations du réacteur, soit une durée totale de 120 h. Ils ont en même temps mesuré la température au niveau du réseau, et ils montrent que malgré l'effacement du réseau, la longueur d'onde de Bragg suit parfaitement les variations de températures – figure 3 de l'article [159].

Radiation	Dopant dans le cœur	Dopant dans la gaine	Gaine	RdBs
Neutron	Aucun	Tous	Métallique	Tous
Gamma	Aucun ou Fluor	Fluor	Métallique ou Polyimide	Pré-irradiée, avec traitement thermique, fibre dopée au Fluor, (Laser pulsé - femtoseconde), dopée au Ge (Laser continu)
Neutron et Gamma	Aucun ou Fluor	Fluor	Métallique	Cf. ci-dessus

Tableau II.3 Réseaux de Bragg recommandé pour les milieux radiatifs. Adaptée de [101]

Perry *et al.* [101] ont démontré que la tenue d'un RdB, sous un flux de neutron « pur » i.e. sans rayons γ, ne dépend pas de la technique d'inscription. Cependant, le cœur de la fibre doit être en silice pure, et il n'y a aucune restriction sur les dopants de la gaine (tableau II.3). Sous rayons γ, la tenue dépend du type de RdB, de la composition de la fibre et de la technique d'inscription. Les fibres doivent être dopées au fluor en gaine et/ou en cœur et les RdBs doivent être inscrits avec des lasers femtoseconde Dans le cas des fibres dopées germanium, l'inscription doit se faire dans une fibre non chargée en hydrogène avec un laser continu. Dans les deux cas, des traitements thermiques doivent être effectués après l'inscription pour stabiliser les RdBs. Dans les milieux combinant neutron et γ, typiquement, au cœur d'un réacteur nucléaire, les réseaux doivent être résistants aux rayons γ, qui est l'environnement le plus contraignant pour les réseaux.

Effet des protons

L'effet des protons sur les verres et fibres optiques a été très peu étudié [160], [161]. Il apparait que pour la réponse des fibres, en termes de RIA, sous irradiation proton et γ soit très proches. Girard *et al.* [161] ont irradié des fibres co-dopées erbium, aluminium, germanium et phosphore soit sous un flux de protons soit sous rayons γ. Ces derniers ont une énergie 1,17 MeV et 1,33 MeV et ils sont issus d'une source au ^{60}Co (*RITA, SCK-CEN, Mol, Belgique*) à un débit de dose de 45 Gy/h pour une dose maximale d'environ 1 kGy. Les protons ont un débit de dose de 0,12 Gy/s (432 Gy/h) pour des énergies de 50 MeV et 105 MeV (*Triumf, Vancouver, Canada*). La RIA des fibres irradiées protons et γ a été étudiée entre 400 nm et 1700 nm et est similaire pour les deux types d'irradiations. Enfin, l'étude conclue que la silice est ionisée de la même façon sous rayons γ et sous un flux de protons, c'est-à-dire que les

mêmes bandes d'absorption ont été observées, ce qui signifie que les mêmes défauts ont été générés [161].

Pour l'irradiation de RdBs sous un flux de protons, les études montrent que la longueur d'onde de Bragg varie. Taylor et al. [104] ont étudié un réseau de Bragg inscrit dans une fibre non hydrogénée dopée au germanium avec un laser Argon à 244 nm. La méthode interférométrique ainsi que les différents paramètres du laser ne sont pas présentés dans l'article. Le réseau est placé sous un flux de protons d'énergie 63 MeV et un décalage de la longueur d'onde de Bragg d'environ 50 pm est mesuré à une dose équivalente de 100 kGy, figure 3 de l'article [104].

Une étude plus récente de Curras *et al.* [103] compare l'effet des revêtements – acrylate, polyimide et ormocer – sur la réponse de RdBs sous un flux de protons. Les réseaux avec un revêtement acrylate ont été inscrits dans une fibre fortement photosensible avec un laser KrF centré à 248 nm avec une énergie maximale de 260 mJ/impulsion. Le revêtement acrylate a été ajouté après inscription. Les réseaux avec des revêtements polyimide et ormocer ont été inscrits dans une fibre fortement photosensible directement pendant le tirage de la fibre, avec un laser KrF, soit à une énergie de 0,8 J/cm² pour le type I et 2 J/cm² pour le type II – cette énergie est supérieure au seuil de dégâts de la silice – et avec un interféromètre de Talbot pour générer les interférences. Les revêtements polyimide et ormocer ont été ajoutés après l'inscription, pendant l'étirage de la fibre.

Lors de l'irradiation, l'énergie des protons sur les réseaux était de 13,5 MeV à un flux de $3{,}11 \cdot 10^{11}$ protons.cm^{-2}.s^{-1} jusqu'à une fluence de $3{,}3 \cdot 10^{15}$ protons/cm², ce qui représente un débit de dose de 6 MGy/h jusque 15 MGy. La température durant l'irradiation a atteint 84°C. Le décalage de la longueur d'onde de Bragg est de -8,5 pm pour les réseaux avec un revêtement acrylate, 165 pm pour le polyimide, 340 pm pour les réseaux de type I avec une gaine en ormocer, et 290 pm pour les réseaux de type II avec la même gaine. Les RdBs ont été inscrits sur des fibres non hydrogénées, qui présentent une variation de la longueur d'onde de Bragg faible sous rayons γ, leurs réponses étant inconnues sous protons.

Les réseaux ayant été regainés avec de l'acrylate sont les plus stables sous irradiation. Cependant sans réseau de référence, il n'est pas possible de comparer l'effet du revêtement sur la tenue aux radiations des RdBs. Les auteurs ont aussi calculé le coefficient de déformation –

équation II.11, C_ε – avant et après irradiation. Ce coefficient n'a pas évolué significativement suite à l'irradiation.

Effet des électrons

Il a été montré par Primak *et al.* [82] qu'une irradiation électronique peut dilater la silice. Des électrons d'énergie de 0,6 MeV ont été utilisés jusqu'à des doses maximales avoisinant 100 kGy. La dilatation sur les échantillons de silice vitreuse utilisés est supérieure à 10^{-4} %.

E. J. Friebele [162] a mesuré la RIA sur des fibres avec différents dopants et notamment des fibres en silice cœur pure. Les fibres ont été irradiées avec des électrons d'énergie 0,5 MeV et avec une durée d'impulsion de 3 ns jusqu'à une dose totale de 37 Gy. L'auteur montre que la RIA augmente pendant l'impulsion et décroit rapidement après. La fibre en silice cœur pure présente la RIA la plus faible durant l'impulsion – environ 500 dB/km – mais présente très peu de guérison après. Il est à noter que ces mesures de RIA ont été effectuées à 820 nm, et que la RIA à cette longueur d'onde est différente de la RIA qui peut être mesurée à 1550 nm, car les bandes d'absorption des défauts dépendent de la longueur d'onde [28], [93].

Plus récemment, dans un article de Sabatier *et al.* [163], les auteurs ont testé l'effet d'un flux d'électrons sur les performances d'un capteur à fibre optique basé sur la technique OFDR (cf. Chapitre I.2.1.a). Des fibres dopées germanium ou fluor ont été caractérisées. Celles-ci possèdent des revêtements différents : acrylate, cuivre, or et aluminium. Quatre cycles thermiques de 30°C à 80°C par pas de 10°C ont été appliqués avant l'irradiation, pour stabiliser le revêtement sur la fibre. Les fibres ont ensuite été irradiées sous un flux d'électrons à un débit de dose équivalent de 120 Gy/s jusque 2 MGy. Les mesures OFDR ont été effectuées à différentes doses pendant l'irradiation. Les auteurs montrent que l'erreur maximale sur leurs mesures est de 2,3°C, si la fibre est utilisée en tant que capteur de température. Cependant, il est maintenant connu que les capteurs basés sur la diffusion Rayleigh sont très peu sensibles aux radiations X [12] et ce qui semble être aussi le cas sous un flux d'électrons.

A notre connaissance aucune étude existe à ce jour sur la réponse des RdBs sous un flux d'électrons, hormis les résultats présentés dans la thèse [164].

II.3 Conclusion

Les réseaux de Bragg peuvent être utilisés en tant que capteurs de températures et/ou de déformations. Il existe plusieurs types de réseaux, classés suivants leurs capacités à résister aux hautes températures et leurs méthodes de fabrications. Dans notre cas, nous nous sommes intéressés aux réseaux de types I, R, II et III.

Le type I est inscrit dans la plupart des cas dans une fibre photosensible ou rendue photosensible par hydrogénation. Ce type de réseau n'est pas stable sous irradiation, avec des déplacements de la longueur d'onde de Bragg, si le réseau a subi une pré-hydrogénation, de plusieurs dizaines de picomètres à quelques dizaines de kGy. Un tel décalage correspond à une erreur de plusieurs degrés si le RdB est utilisé en tant que capteur de température. De plus, ce type de réseau ne peut pas résister à des températures d'opération supérieures à 400°C.

Les réseaux de type R, qui sont des réseaux de type I ayant subi une régénération, le plus souvent au four à des températures supérieures à 600°C, présentent une excellente tenue en température. De plus, très peu d'études sont dédiées au comportement de ce type de RdBs dans un environnement radiatif et en présence de hautes températures.

Les réseaux de type II ont déjà fait leurs preuves en environnement radiatif et sous température, avec le dépôt d'un brevet [151]. La méthode de stabilisation consiste à appliquer un traitement thermique à haute température et court – 750°C pendant 15 min. Cependant, comme nous l'avons vu, la stabilité d'un RdB sous radiations dépend de nombreux paramètres tels que la composition de la fibre, la longueur du réseau, une pré-irradiation, etc…

Concernant les contraintes liées aux radiations, la réponse des RdBs est sensible à la fois au débit de doses et à la dose cumulée. Enfin, nous avons aussi étudié l'effet combiné de rayonnements γ et neutrons sur les RdBs, ou il apparait que la dégradation des RdBs sous neutrons semble moins dépendant des techniques d'inscriptions et de la composition de la fibre que sous radiations ionisantes X ou γ. Sur les fibres optiques, l'effet des protons semble comparable à celui d'une irradiation X. Pour les irradiations sous un flux d'électrons, à notre connaissance, aucune étude pour des doses élevées n'a été effectuée, à l'exception d'une étude préliminaire sur un capteur à fibre optique basé sur la diffusion Rayleigh. Aucune étude ne compare, à ce jour, l'effet de différents types de particules sur la réponse des différents types de RdBs. C'est à ces différentes questions, que ce travail de thèse ambitionne de répondre.

Chapitre III

Procédures expérimentales

Dans le chapitre précédent, nous avons explicité le fonctionnement d'un réseau de Bragg et détaillé les différents types de réseaux (types I, R et II). Nous avons ainsi mis en évidence la nécessité de prendre en compte de nombreux paramètres pour parvenir à stabiliser les réseaux de Bragg aux radiations : influence de l'hydrogène, condition d'inscription, traitement thermique, …

Dans ce chapitre les différentes techniques d'inscriptions utilisées durant ce travail de thèse pour fabriquer les réseaux de Bragg de types I, R et II sont tout d'abord présentées. Dans un second temps, les moyens expérimentaux mis en œuvre pour interroger ces réseaux seront décrits ainsi que les procédures d'acquisition des spectres et les différentes méthodes d'analyses du pic de Bragg. La troisième partie du chapitre sera consacrée aux différentes installations utilisées pour caractériser la réponse de ces réseaux soit à des contraintes thermiques, soit à des contraintes radiatives. La dernière partie sera consacrée aux procédures de stabilisation des réseaux de Bragg à haute température.

III.1 Bancs d'inscription des RdBs

Les réseaux utilisés dans le cadre de ces travaux ont été réalisés soit au Laboratoire Hubert Curien à Saint-Etienne, soit au CEA LCAE à Saclay en utilisant des lasers continus ou pulsés dans les domaines nanoseconde ou femtoseconde. Le choix de la plateforme d'inscription dépend du type de réseau souhaité. Les fibres optiques monomodes utilisées pour l'inscription ont été généralement les fibres suivantes :

- la fibre optique SMF-28e [165] de *Corning*, sera utilisée pour la photo-inscription des réseaux de type I. Sa concentration en germanium (Ge) dans le cœur est de l'ordre de 5 wt% pour une atténuation maximale à 1550 nm de 0,19 dB/km
- les réseaux de type R seront tous inscrits dans une fibre fortement dopée Ge dans le cœur, que nous nommerons GeR dans ce manuscrit. Son atténuation maximale à 1550 nm est inférieure à 1,5 dB/km et sa concentration en Ge est cinq fois supérieure à une fibre Télécom standard, telle que la SMF28e

- les RdBs de type II seront inscrits par défaut sur la fibre PSC #1. Cette fibre optique possède un cœur constitué de silice pure et une gaine dopée au Fluor

Pour tous les réseaux, la gaine de protection de ces fibres optiques – généralement en acrylate – a été retirée avant inscription.

III.1.1 Réseaux de type I

Pour tous les RdBs de type I, nous considérerons sauf mention contraire, qu'ils ont été inscrits sur des fibres préalablement hydrogénées durant une semaine entre 140 et 150 bars à température ambiante. Après ce prétraitement, elles ont été conservées moins de 3 mois à -28°C pour limiter la diffusion hors de la fibre de l'hydrogène et ainsi assurer sa présence lors de la photo-inscription du réseau de Bragg. Nous avons expérimentalement observé qu'il n'était pas possible en pratique d'inscrire – dans un temps raisonnable – des RdBs sur la fibre SMF-28e conservée plus de 3 mois à -28°C. Ceci s'explique probablement par une concentration résiduelle en hydrogène trop faible pour garantir sa photosensibilité. Tous les réseaux de type I ont été inscrits au LabHC avec la technique du miroir de Lloyd (figure III.1) grâce à un laser de type MotoFred de *Coherent* [166], qui est un laser continu Argon émettant à 244 nm par doublage de fréquence intracavité. Sa puissance est ajustable jusqu'à un maximum de 120 mW en sortie du laser. Cette puissance sera utilisée par défaut lors de l'inscription des réseaux de type I.

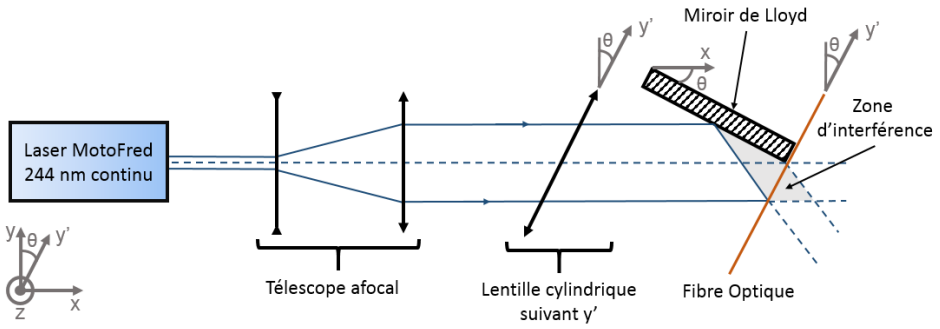

Figure III.1 Schéma du montage d'inscription de RdBs de type I avec un miroir de Lloyd

Le faisceau issu du laser UV est agrandi via un télescope afocal constitué d'une lentille divergente et d'une autre convergente. Le laser passe ensuite à travers une lentille cylindrique d'axe y' parallèle à la fibre à inscrire et est focalisé suivant la direction perpendiculaire à l'axe de la fibre, i.e. dans le cœur de la fibre, qui est tendue et maintenue en position de part et d'autre de la zone d'interférences par deux pinces. Le miroir de Lloyd est un dispositif à division du

front d'onde. Celui-ci est positionné perpendiculairement à la fibre incliné d'un angle θ par rapport au faisceau, la réflexion d'une partie de ce dernier permet la création d'interférences. La figure d'interférences est créée entre la moitié du faisceau qui arrive directement sur la fibre et l'autre moitié qui est réfléchie, avant d'arriver sur la même partie de fibre. Les franges brillantes et sombres de la figure d'interférences créeront la variation d'indice de réfraction dans le cœur de la fibre, qui est à l'origine du RdB. La longueur d'onde de Bragg dépend de l'angle θ entre le faisceau et le miroir [167] :

$$\lambda_B = n_{coeur} \frac{\lambda_{laser}}{\sin(\theta/2)} \qquad \text{III.1}$$

avec n_{coeur} l'indice du cœur de la fibre et λ_{laser} la longueur d'onde du laser. En faisant varier l'angle θ, le pas des franges d'interférence évolue et modifie la longueur d'onde de Bragg du RdB. Expérimentalement pour la fibre optique SMF-28e, l'utilisation d'un angle θ de 13,5° correspond à une longueur d'onde de Bragg d'environ 1550 nm.

III.1.2 Réseau Régénéré

Pour l'inscription des RdBs régénérés toutes les fibres optiques ont été hydrogénées pendant 2 semaines à 200 bars à température ambiante. L'inscription du réseau parent de type I a été effectuée avec un masque de phase, un interféromètre de Talbot et via un laser BraggStar M de *Coherent* [168], qui est un laser à Fluorure de Krypton (KrF). Ce laser émet des impulsions de 20 ns à une longueur d'onde de 248 nm avec une fréquence de 100 Hz et une énergie par impulsion maximale de 140 mJ (figure III.2).

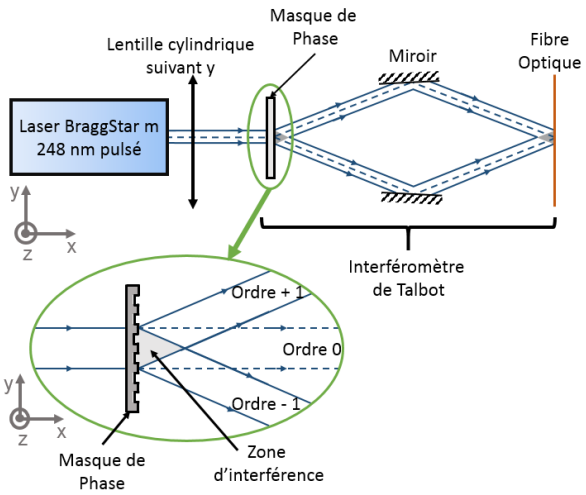

Figure III.2 Schéma du banc d'inscription de RdBs de type I avec un montage de type masque de phase et interféromètre de Talbot

Ici aussi, une lentille cylindrique convergente a été utilisée pour focaliser le faisceau le long du cœur de la fibre, soit de focale de 400 mm soit 1 m. Les interférences sont créées par un interféromètre de Talbot, qui crée la modulation d'indice dans le cœur de la fibre, le masque de phase servant ici uniquement à créer deux faisceaux de lumière cohérente.

En faisant varier l'inclinaison des deux miroirs de l'interféromètre de Talbot, la figure d'interférence peut être modifiée et avec elle la longueur d'onde de Bragg du réseau inscrit. Le montage par masque de phase seul est plus contraignant, car la longueur d'onde de Bragg du RdB inscrit dépend de la longueur d'onde du laser, du pas du masque de phase et de l'ordre du réseau (cf. équation II.13).

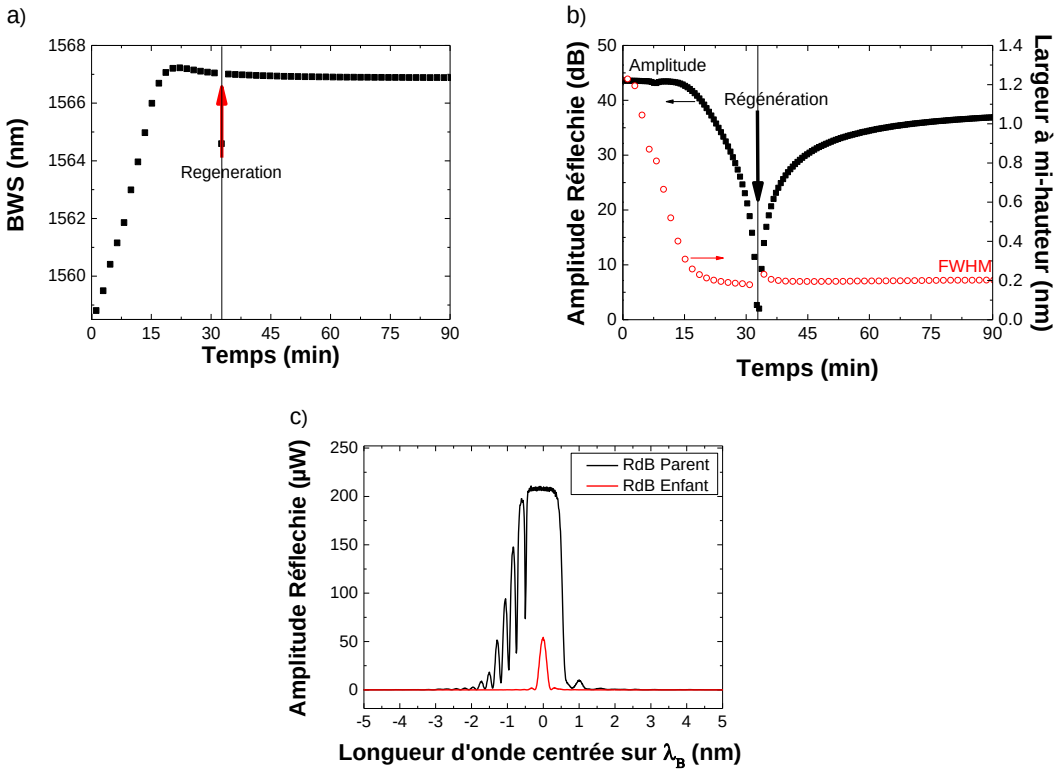

Figure III.3 a) Longueur d'onde de Bragg, b) amplitude réfléchie et largeur à mi-hauteur pendant le traitement thermique pour la régénération, c) spectre d'un RdB parent (noir) et enfant (rouge). a) et b) adaptée de [169]

Les réseaux parents ainsi inscrits sont de type I et la régénération est obtenue par un recuit à haute température (750°C). Les fibres sont coupées quelques centimètres après le RdB et plongées verticalement dans un four tubulaire initialement à température ambiante. La température du four augmente pendant 20 min jusqu'à 750°C. Durant cette phase, la longueur d'onde du RdB se déplace vers le rouge d'environ 7,5 nm (figure III.3.a) tandis que sa largeur

à mi-hauteur (FWHM) (figure III.3.b) décroit de 1 nm et son amplitude mesurée en réflexion diminue de 10 dB. Environ 32 min à partir du début de traitement thermique, le RdB parent est totalement effacé. Cependant à 34 min, un nouveau RdB réapparait à une longueur d'onde similaire à celle du RdB parent et sa largeur à mi-hauteur ainsi que l'amplitude augmentent de nouveau.

La figure III.3.c montre un spectre des réseaux parent (noir) et enfant (rouge). Le réseau parent montre un pic saturé tandis que le réseau enfant a une amplitude en réflexion quatre fois moins importante que le réseau original ainsi qu'une largeur à mi-hauteur très réduite.

III.1.3 Réseau de type II

L'inscription des réseaux de type II ne nécessite pas de pré-hydrogénation car les lasers femtosecondes sont assez puissants pour créer des dommages permanents, même dans la silice pure (cf. Chapitre II.1.2.c). Les RdBs ont été inscrits avec la technique du masque de phase, soit au CEA LCAE soit au LabHC. Au CEA LCAE le laser utilisé pour l'inscription des RdBs est un Astrella produit par Coherent [170] dont l'oscillateur est un laser Titane Saphir, opérant à 800 nm, avec des impulsions de 35 fs, en sortie du laser, cadencé à une fréquence de 1 kHz pour une énergie par impulsion de 250 µJ.

Au LabHC, les réseaux ont été inscrits avec un laser femtoseconde de type Legend Elite de Cohérent [171], avec un cristal en Titane-Saphir et d'une durée d'impulsion minimale de 40 fs dont la longueur d'onde centrale est de 800 nm avec une énergie maximale par impulsion de 3 mJ à une fréquence de 2 kHz.

Les architectures des deux bancs optiques utilisés sont similaires à celui représenté schématiquement sur la figure III.4. Le faisceau femtoseconde passe à travers une lentille cylindrique convergente (18 mm côté CEA contre 12 mm ou 18 mm côté LabHC) pour être focalisé dans le cœur de la fibre le long de son axe. Cette partie du montage est similaire aux deux montages précédents. Il est à noter que la lentille bouge suivant l'axe y, grâce à un moteur piézo-électrique, afin que le faisceau laser balaye le diamètre du cœur de la fibre, ceci permet de s'assurer que le réseau est inscrit dans le cœur.

Le faisceau laser passe ensuite dans le masque de phase. Ce dernier est constitué d'une lame en verre dont certaines parties ont été gravées périodiquement (figure III.2 bas), causant un phénomène de diffraction : le faisceau incident se sépare en plusieurs ordres de diffraction

qui se propagent avec un angle par rapport à la direction de propagation du faisceau incident. La composante se propageant dans la même direction que le faisceau incident est appelée ordre 0 (figure III.2). Dans notre cas, la figure d'interférence sera créée par les deux premiers ordres (ordre +1 et -1) qui sont renvoyés sur la fibre grâce à deux miroirs. Il est à ajouter qu'une partie de l'énergie du faisceau incident est perdue dans l'ordre 0, les ordres -2/+2 ou supérieurs récupèrent aussi une partie de l'énergie, même si les masques commerciaux sont très performants et maximisent l'énergie dans les ordres -1/+1 ou -2/+2, … minimisant ainsi dans tous les cas l'énergie de l'ordre 0.

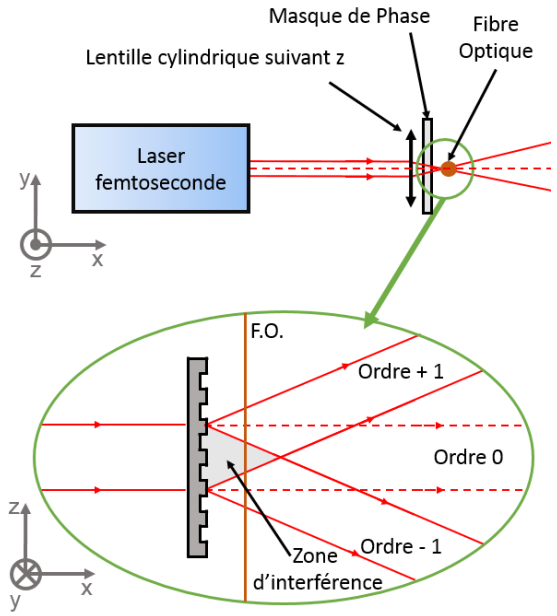

Figure III.4 Schéma du banc d'inscription de RdBs de type II avec un laser femtoseconde

Le masque de phase génère donc les interférences qui créeront la modulation d'indice dans le cœur de la fibre, via les ordres +1/-1 (CEA-LCAE/LabHC). La différence majeure entre les deux montages est la distance entre le masque et la fibre, qui est de quelques centaines de micromètres pour le montage du CEA et qui est de 1 mm pour le montage du LabHC. Cette différence de distance modifie principalement la densité de puissance au niveau du cœur de la fibre optique ainsi que les interférences, en effet plus la fibre est proche du masque, plus les ordres d'interférences pourront se mélanger dans le cœur de la fibre – mélange à deux ondes ou plus.

III.1.4 Résumé des différentes techniques d'inscriptions

Le tableau ci-après résume les différentes techniques d'inscriptions utilisées lors de la thèse. Les paramètres du tableau sont ceux utilisés par défaut lors de l'inscription des réseaux

	Type I	**Type R**	**Type II**	
Laser	MotoFred *Coherent* Argon	BraggStar M *Coherent* KrF	Astrella *Coherent* Ti :S	Légend Elite *Coherent* Ti :S
Hydrogénation de la fibre	Oui	Oui	Non	Non
Longueur d'onde centrale	244 nm	248 nm	800 nm	800 nm
Durée de l'impulsion	Continu	20 ns	35 fs	100 fs
Energie par impulsion		9 mJ	250 µJ	400 µJ
Puissance	120 mW			
Fréquence		100 Hz	1 kHz	100 Hz
Méthode interférométrique	Miroir de Lloyd	Masque de Phase et Talbot	Masque de Phase	
Focale de la lentille	30 cm	400 mm ou 1 m	18 mm	12 mm ou 18 mm
Fréquence de Balayage	Aucune	Aucune	1 Hz	5 Hz
Régénération	Non	750°C pendant ~2 h	Non	

Tableau III.1 : Comparaison des différentes techniques d'inscriptions pour les réseaux de types I, R et II

III.2 Systèmes d'interrogation

Pour suivre l'évolution de la longueur d'onde de Bragg lors des différentes expériences, nous avons enregistré le spectre en transmission et/ou en réflexion de chaque réseau. Différents appareils de mesures ont été utilisés et sont décrits ci-après.

III.2.1 Source Blanche et Analyseur de Spectre Optique

La méthode la plus simple consiste à prendre une source de lumière dite blanche dont une partie de la plage spectrale de la source couvre le pic de Bragg et un analyseur de spectre optique (ex. par un *Optical Spectrum Analyseur – OSA*). Pour l'acquisition des spectres en transmission le RdB est inséré entre la source de lumière blanche et l'OSA (figure III.5.a) et pour la réflexion (figure III.5.b) nous ajoutons un circulateur qui permet d'envoyer la lumière de la source blanche (voie 1) au réseau (voie 2) et de transmettre la réflexion à l'OSA (voie 3).

Nous avons utilisé comme source blanche, une source super continuum développée au LabHC, qui émet entre 700 nm et 1700 nm. En ce qui concerne l'OSA, celui utilisé lors des différentes expériences est un AQ6370C de Yokogawa [172] qui couvre une gamme de 600 nm à 1700 nm avec une résolution de 20 pm. Cette résolution de 20 pm correspond à une erreur de 2°C si le RdB était utilisé en tant que capteur de température. Le temps d'acquisition d'un spectre est typiquement de plusieurs secondes, sa durée exacte dépend de la résolution, de la plage spectrale et de la sensibilité choisie.

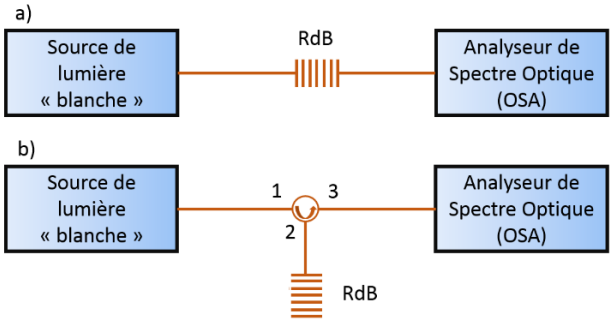

Figure III.5 Schéma du montage de visualisation du spectre d'un RdB. a) en transmission, b) en réflexion

III.2.2 Tunics Plus & CT-400

L'analyse des réseaux de Bragg peut se faire via le système Tunics/CT-400. La Tunics Plus (100HP/CL) de Yenista [173] est un laser accordable entre 1500 nm et 1630 nm, avec une énergie maximale en sortie de 10 mW. Le Component Tester-400 de Yenista [174] est un spectromètre ayant une résolution maximale de 1 pm – 0.1°C d'erreur en température si le RdB est utilisé en tant que capteur de température. L'avantage de ce montage s'explique par le fait que la puissance et la longueur d'onde de la Tunics sont mesurées par le CT-400. Le CT-400 possède quatre voies d'analyses de RdBs ce qui permet via un multiplexeur 1 vers 4, d'enregistrer simultanément les spectres d'au moins quatre RdBs. Il est possible de mettre

plusieurs réseaux sur la même voie si ces réseaux possèdent des longueurs d'onde de Bragg différentes. Avec l'ajout des circulateurs, il est possible de suivre les réseaux en transmission et/ou en réflexion (figure III.6).

Le temps d'acquisition des spectres dépend de la résolution et de la gamme de longueur d'onde choisie. En moyenne lors de l'utilisation des 4 voies sur le CT-400 et avec une résolution de 2 pm sur 100 nm, le temps d'acquisition est de 30 s.

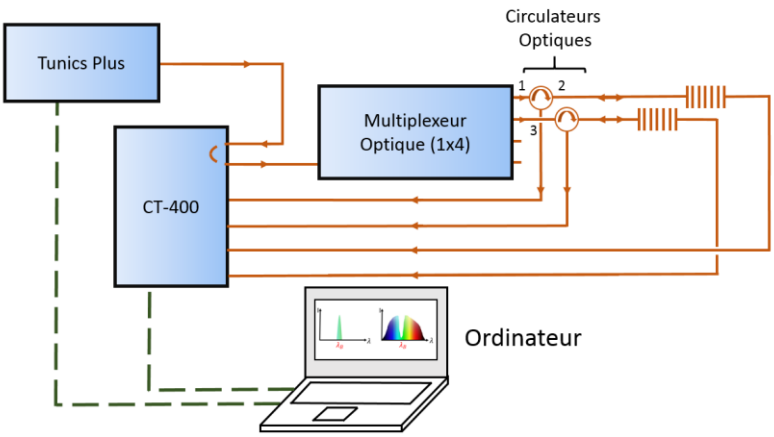

Figure III.6 Schéma de montage de la Tunics/CT-400

III.2.3 NI PMA 1115 & NI PXIe 4844

Le NI PMA 1115 [175] de National Instrument est un boitier multifonction, contenant un ordinateur et des cartes d'acquisitions dont la carte d'acquisition NI PXIe 4844 [176] qui permet la visualisation des spectres en réflexion des RdBs. Cette carte d'acquisition est constituée d'un laser accordable de puissance maximale de 0,25 mW et d'une cavité Fabry-Pérot pour enregistrer le spectre. Comme le CT-400, ce système possède quatre voies d'analyses distinctes, mais le NI PCIe permet seulement l'analyse des pics de Bragg en réflexion. La plage spectrale de la carte est de 1510 nm à 1590 nm avec une résolution de 4 pm à une fréquence de 10 Hz. Il n'est pas possible de modifier la plage spectrale, mais nous avons modifié la fréquence pour obtenir l'enregistrement d'un spectre toutes les 20 secondes.

III.3 Analyse du pic de Bragg

III.3.1 Différentes méthodes

L'acquisition des spectres permet d'enregistrer la forme du pic de Bragg, mais ne permet pas de trouver « la » longueur d'onde de Bragg. Pour cela, différentes méthodes d'analyse du

pic de Bragg ont été utilisées et sont détaillées ci-après. Il est à noter que nous cherchons à obtenir une méthode qui permette de mesurer une variation de la longueur d'onde de Bragg et non une valeur de la longueur d'onde de Bragg absolue. De plus nous n'avons aucune restriction sur le temps de calcul car les données sont analysées après la fin des expérimentations ; toutes les méthodes détaillées ci-après ont été programmées sous MatLab de Mathworks [177].

D'autres méthodes d'analyse du pic de Bragg que celle listées ci-dessous existent et sont développées par d'autres équipes pour permettre une analyse simple et en ligne [178], mais elles ne seront pas détaillées ici.

La Méthode du Maximum est la plus simple à mettre en œuvre. Elle consiste à chercher le maximum du pic de Bragg (figure III.7). Cependant, comme nous le démontrerons ci-dessous, elle est très vulnérable au bruit associé à la mesure du pic de Bragg.

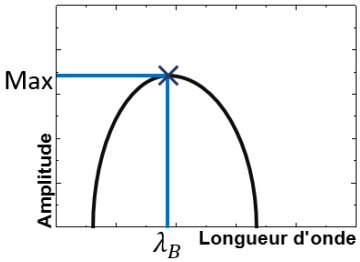

Figure III.7 Représentation schématique de la méthode du maximum

La méthode des pentes consiste à déterminer un point à gauche (P1) et à droite (P2) du maximum du pic à une amplitude donnée, par exemple à -3 dB du maximum (figure III.8.a). Pour chaque partie il faut choisir un entier n adapté et réaliser une régression linéaire sur les points sur la courbe située à +n et –n du point P_1 ou P_2 suivant que nous nous situons à gauche ou à droite du maximum (figure III.8.b). L'entier n est identique pour le choix des points à droite et à gauche du maximum. Puis, il faut « tracer » une droite entre les points P_{1-n} et P_{1+n} et prendre la valeur au milieu du segment (P'_1). La même méthode est répétée à droite du maximum et le point P'_2 est obtenu (figure III.8.c). Enfin, la moyenne des deux valeurs P'_1 et P'_2 est déterminée comme la longueur d'onde de Bragg (figure III.8.d). Dans cette méthode, le maximum de la courbe ne correspond pas forcément à la longueur d'onde de Bragg, si le pic montre une asymétrie.

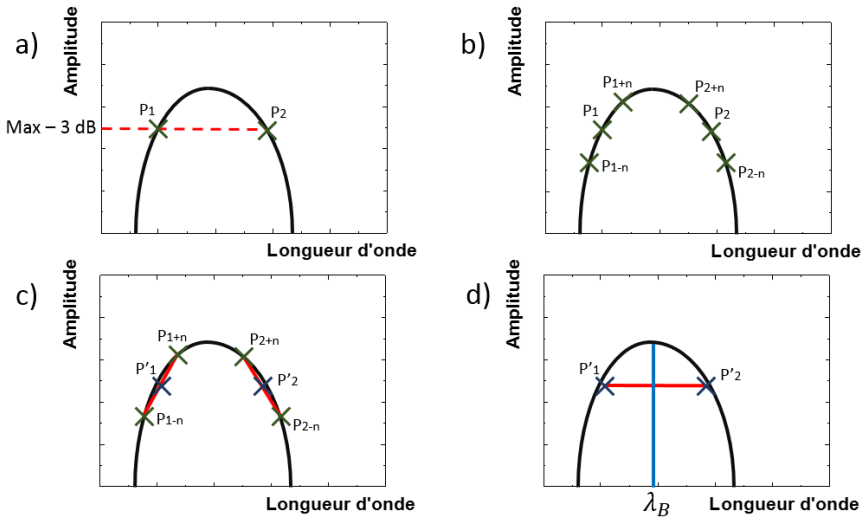

Figure III.8 Etape de la recherche de la longueur d'onde de Bragg avec la méthode des pentes. a) Calcul de la largeur à mi-hauteur. b) et c) approximation de la courbe par une droite, et calcul d'une nouvelle largeur à mi-hauteur. d) La longueur d'onde qui se situe à l'abscisse du milieu de la nouvelle largeur à mi-hauteur représente la longueur d'onde de Bragg.

L'approximation par une Gaussienne approche le pic de Bragg par une gaussienne d'équation :

$$A(\lambda) = A_0\, e^{-\frac{(\lambda-\lambda_{max})^2}{2\,\sigma^2}} \qquad \text{III.2}$$

avec A l'amplitude à la longueur d'onde λ, A_0 l'amplitude maximale, λ_{max} la longueur d'onde qui correspond au maximum de la gaussienne et par conséquent est définie comme la longueur d'onde de Bragg. L'écart type (σ) est relié à la largeur à mi-hauteur (FWHM) par :

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)}\,\sigma \qquad \text{III.3}$$

Ainsi, l'algorithme, via la méthode des moindres carrés calcule les valeurs les plus proches de la largeur à mi-hauteur, A_0 et λ_{max} pour approximer le pic de Bragg par une gaussienne (figure III.9). Comme précédemment le maximum de la courbe ne correspond pas forcément au maximum de la Gaussienne. Pour gagner du temps de calcul seule la partie comprenant le pic de Bragg est analysée. Cette partie est choisie aux alentours de -3 dB dans la plupart des cas.

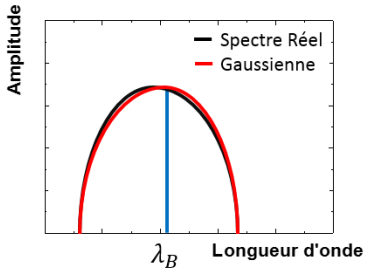

Figure III.9 Représentation schématique de l'approximation par une Gaussienne

L'approximation par un polynôme consiste à approximer le pic de Bragg par un polynôme généralement du troisième ordre défini comme :

$$A(\lambda) = a + b\,\lambda + c\,\lambda^2 + d\,\lambda^3 \qquad \text{III.4}$$

avec a, b, c et d les coefficients du polynôme qui seront les inconnus que l'algorithme doit trouver par la méthode des moindres carrés. Le maximum du polynôme quant à lui correspond à la longueur d'onde de Bragg. Comme précédemment, seule une partie du spectre est analysée. Par rapport à la méthode de la Gaussienne, la méthode du polynôme est plus stable pour les pics qui sont asymétriques.

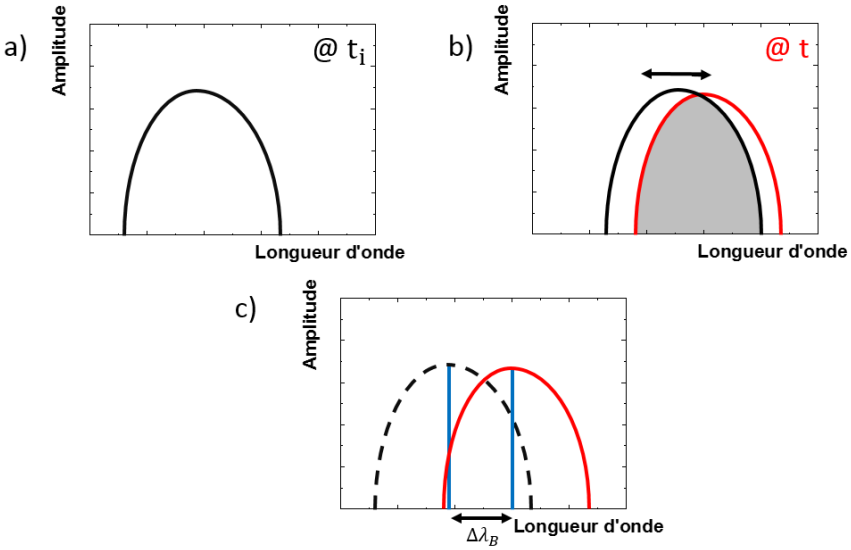

Figure III.10 Etape de la recherche de la longueur d'onde de Bragg avec la méthode de la corrélation croisée a) pic de Bragg initial. b) Produit de convolution entre le pic de Bragg initial et celui mesuré à un temps t c) Variation de la longueur d'onde de Bragg entre l'instant initial et le temps t

La méthode de la corrélation croisée compare le spectre acquis à un temps initial (t_i) (figure III.10.a) avec celui acquis à un temps t (figure III.10.b) en faisant un produit de

convolution croisé. Ce calcul permet de déterminer la distance en longueur d'onde de laquelle le spectre s'est décalé (figure III.10.c). Avec cette méthode, nous obtenons directement la valeur du décalage de la longueur d'onde de Bragg et non une estimation de la longueur d'onde de Bragg.

III.3.2 Cas d'une gaussienne avec du bruit blanc

Pour tester la validité des différents programmes codés avec Matlab®, nous avons simulé le spectre d'un RdB en réflexion avec une gaussienne dite « parfaite », d'amplitude normalisée à 1, de largeur à mi-hauteur de 0,6 nm et centrée à 1550 nm (figure III.11.a) avec une résolution de 1 pm qui correspond à la résolution de la Tunics/CT-400. Nous avons ajouté un bruit blanc sur tout le spectre qui correspond au maximum à 1 % de l'amplitude maximale.

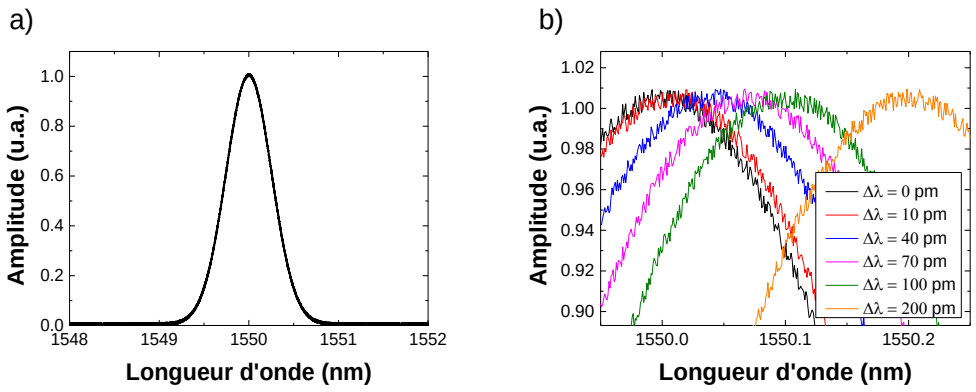

Figure III.11 a) Spectre de la gaussienne bruitée utilisée pour la comparaison des algorithmes, b) différentes positions de la gaussienne bruitée

Nous avons généré un déplacement de la longueur d'onde Bragg, en translatant dix fois de 10 pm le spectre (soit 100 pm) et une dernière fois de 100 pm. Le déplacement total est donc de 200 pm (figure III.11.b). Nous avons donc analysé chaque spectre avec les méthodes décrites précédemment. Par souci de lisibilité, nous avons soustrait la valeur de la position initiale (1550 nm) à chaque résultat.

La méthode du maximum est très instable (figure III.12.a) puisque l'erreur maximale est de 2 pm. Dans le cas d'une gaussienne parfaite l'erreur via cette méthode aurait été minimale. Néanmoins dans le cas d'une gaussienne bruitée le maximum de la courbe change de position en fonction du bruit.

Les quatre autres méthodes présentent des erreurs inférieures à 0,5 pm, l'erreur étant maximale pour la méthode de l'autocorrélation (figure III.12.b). La méthode des pentes

présente une erreur inférieure à 0,15 pm, similaire à l'erreur obtenue pour la méthode de la gaussienne, alors que celle du polynôme présente une erreur maximale de 0,4 pm, similaire à l'erreur obtenue par la méthode de la corrélation croisée. Les approximations par une courbe Gaussienne ou par le polynôme sont faites directement sur les données brutes et utilisent toutes les deux la méthode des moindres carrés pour trouver la longueur d'onde de Bragg. La différence entre ces deux méthodes peut provenir de la différence de précision de la méthode des moindres carrés. En ce qui concerne la méthode des pentes, un lissage est effectué par deux segments à droite et gauche du maximum, ainsi cet algorithme semble insensible au bruit.

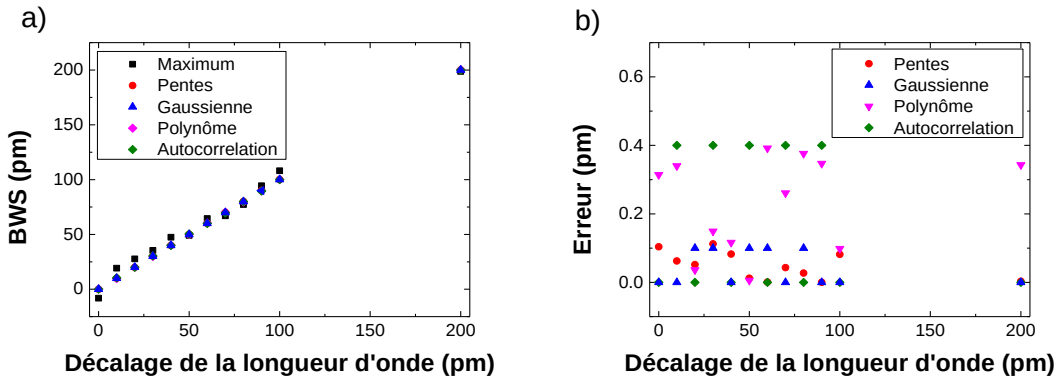

Figure III.12 a) Résultats donnés par les cinq méthodes – Maximum (carré noir), Pentes (cercle rouge), Gaussienne (triangle haut bleu), Polynôme (triangle bas rose) et corrélation croisée (losange vert) b) Erreur relative pour chaque méthode sans la méthode du maximum. Même légende que la figure a)

III.3.3 Cas du pic de Bragg réel décalé manuellement

Lors des expériences, plusieurs paramètres peuvent influencer la qualité de la mesure, comme la qualité du réseau inscrit – saturation du pic, présence d'un double ou triple pic, des réflexions parasites, des changements d'amplitude pendant l'expérience, … La figure III.13.a montre le pic de Bragg d'un réseau régénéré mesuré par le système Tunics/CT-400. Ce spectre a été décalé successivement de 10 pm dix fois puis une fois de 100 pm (figure III.13.b).

Nous avons examiné les données avec les cinq programmes précédents. La mesure du maximum présente le minimum d'erreur car le bruit n'évolue pas d'une courbe à l'autre. Les méthodes des pentes et de la gaussienne présentent une erreur inférieure à 0,1 pm (figure III.14). Cette faible erreur peut s'expliquer dans le cas de la méthode des pentes aux lissages effectués sur la zone étudiée et dans le cas de la gaussienne, à la forme du pic qui ressemble à une gaussienne. La méthode du polynôme présente un bruit maximal de 0,2 pm et la méthode de la

corrélation croisée est associée à une erreur supérieure à 0,4 pm. Ce résultat est particulièrement étonnant, puisque la méthode d'autocorrélation consiste à comparer deux spectres, ici les spectres sont pourtant identiques.

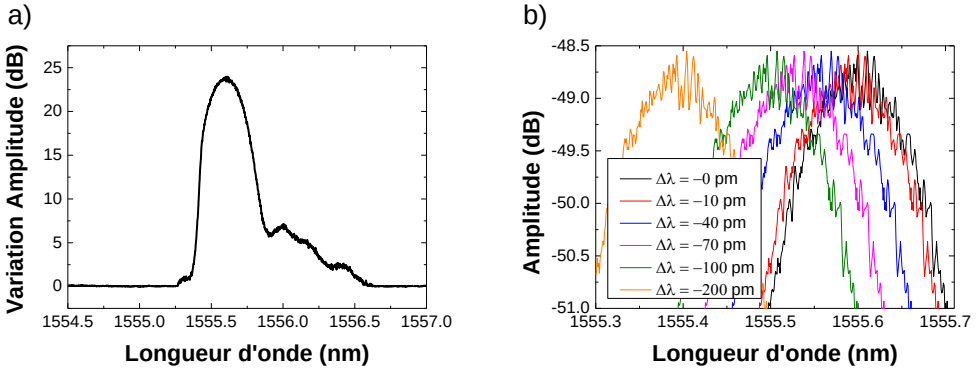

Figure III.13 a) spectre initial b) décalage du spectre sur 200 pm

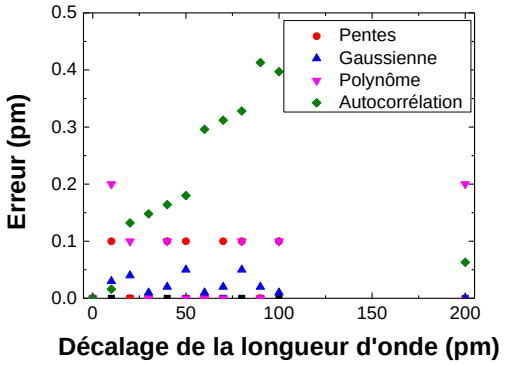

Figure III.14 Erreur de chaque méthode par rapport au décalage réalisé manuellement : Maximum (carré noir), Pentes (cercle rouge), Gaussienne (triangle haut bleu), Polynôme (triangle bas rose) et corrélation croisée (losange vert)

III.3.4 Récapitulatifs des méthodes d'analyse des spectres

Méthode d'analyse	Complexité du code	Précision minimale		Facteurs d'erreur	
		Cas parfait bruité	Déplacement manuel du spectre	Bruit	Forme du spectre
Maximum	Simple	> 5 pm	0 pm	Oui, si le bruit varie dans le temps	Non
Pentes	Au moins 4 étapes	0,1 pm	0,1 pm	Oui, si le bruit est important dans la zone étudiée	Oui, si le pic présente une saturation
Gaussienne	Algorithme des moindres carrés	2 pm	0,05 pm	Faible	Oui, si le spectre ne ressemble plus à une Gaussienne
Polynôme	Algorithme des moindres carrés	0,4 pm	0,2 pm	Faible	Oui, si le pic présente une saturation
Corrélation croisée	Itération successive	0,4 pm	0,4 pm	Oui, si le bruit varie dans le temps	Oui, si la forme du spectre évolue dans le temps

Tableau III.2 : récapitulatif des méthodes d'analyse du pic de Bragg

III.4 Fibres, traitements thermiques et irradiations

III.4.1 Les fibres optiques utilisées

Lors des inscriptions de réseaux de Bragg, plusieurs types de fibres ont été utilisés pour étudier l'influence de leurs compositions sur la réponse du réseau. Le tableau de l'annexe 2 récapitule les caractéristiques de toutes les fibres utilisées durant la thèse, ainsi que, lorsque les informations sont disponibles, la concentration des dopants incorporés en cœur.

III.4.2 Hydrogénation des fibres optiques

Pour l'inscription de réseau de type I, certaines fibres ont été hydrogénées avant l'inscription du réseau pour augmenter leur photosensibilité. Pour cela la fibre est placée dans un capillaire métallique étanche d'un diamètre d'environ 5 mm et d'une longueur comprise entre 1 m (CEA) et 3 m (LabHC). Le dihydrogène sous forme gazeux est ensuite inséré dans le capillaire puis ce dernier est fermé hermétiquement. La pression dans le tube est comprise entre 140 bars et 160 bars (LabHC) et 200 bars (CEA). La durée d'hydrogénation varie entre une semaine (LabHC) et deux semaines (CEA). Toutes les hydrogénations ont été effectuées à température ambiante. A la fin de l'hydrogénation, les fibres sont conservées au congélateur à une température maximale de -28°C pendant au maximum 3 mois. Après ce délai, les fibres monomode de diamètre 125 µm ne contiennent plus assez d'hydrogène pour pouvoir inscrire les réseaux dans un temps raisonnable.

III.4.3 Fixation des réseaux

Les RdBs sont sensibles à la température, à la déformation et dans certains cas à l'irradiation. Lors des traitements thermiques à température constante et des irradiations, il est important d'isoler le déplacement de la longueur d'onde de Bragg des variations de température ou de contrainte. Pour les fluctuations de températures, il est possible de corriger la variation du pic de Bragg en mesurant la température via des thermocouples et en utilisant le coefficient de sensibilité thermique (cf. Chapitre II.1.1 et l'annexe 3) pour corriger les résultats obtenus. En revanche, durant l'irradiation, il est impossible de mesurer les variations de contraintes. Ainsi, pour minimiser ou rendre nulles les variations de contraintes, la fibre est coupée au-delà des RdBs et placée dans les rainures d'une plaquette de support en aluminium (figure III.15). Pour maintenir la fibre en place deux brides d'aluminium sont vissées perpendiculairement à l'axe du RdB. Ensuite à minima deux thermocouples seront placés à proximité des RdBs, soit

directement scotchés avec du Kapton sur la plaquette support – pour tous les tests sous radiations et/ou en température – soit maintenus en position via une bride – pour les irradiations à haute température.

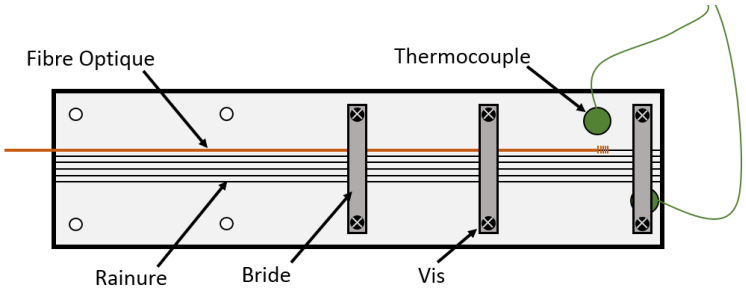

Figure III.15 Schéma d'une plaquette utilisée pour les irradiations et dans le four.

Cette plaquette a été utilisée pour toutes les irradiations X, γ et protons ainsi que pour la majorité des traitements thermiques. Cependant lors des processus de régénérations ainsi que pour les traitements à très hautes températures (750°C) et les irradiations électrons, les réseaux ont été suspendus dans l'air, mais les fibres étaient toujours coupées après le RdB, pour éviter les variations de contrainte. Par la suite, sauf mention contraire, tous les réseaux ont été étudiés en réflexion.

III.4.4 Les différents fours

Pour effectuer les différents tests en température, plusieurs fours ont été utilisés :

- pour la régénération, les réseaux ont été recuits soit dans un four tubulaire placé à la verticale (figure III.16.a) soit dans un four à l'horizontale. Le premier four utilisé est le CTC-1200A de *Jofra Calibration* [179] pouvant atteindre une température de 1205°C, le deuxième four est du modèle TZF de *Carbolite Gero* [180], atteignant une température maximale de 1600°C
- lors des traitements thermiques à des températures inférieures à 300°C, l'étuve Binder APT line FP 115 a été utilisée [181], les réseaux étant placés sur la plaquette décrite précédemment (figure III.15). La montée en température a été fixée à la valeur la plus élevée possible, ce qui correspond à une durée d'environ 1 h 30 min pour une consigne à 300°C
- pour les traitements thermiques à très hautes températures (> 300°C) le four Nabertherm L5/11/P320 avec une température maximale de 1100°C [182] a été utilisé. Il permet de régler facilement la montée en température. A la vitesse

maximale de chauffage, le four rejoint la température de consigne de 750°C en moins de 30 min. Cependant, l'augmentation de température dans le four n'est pas homogène. Pour pallier ce problème, nous avons fixé la vitesse de chauffage au maximum à 12°C/min. A 750°C, l'utilisation de la plaquette vue précédemment, n'est pas envisageable, car le point de fusion de l'aluminium est de 660,3°C. Les fibres optiques ont été placées à l'horizontale dans un tube en verre qui pénètre dans le four (figure III.16.b). Les réseaux restent libres dans l'air pour éviter qu'ils ne se collent entre eux ou que la gaine optique ne vienne se coller sur les réseaux. En effet, à très hautes températures – 150°C pour l'acrylate et 300°C pour le polyimide – la gaine de protection brûle. Dans notre cas, la fibre n'aura plus de revêtement sur environ 15 cm pour un traitement thermique à 750°C, la fibre est donc fragilisée sur cette zone

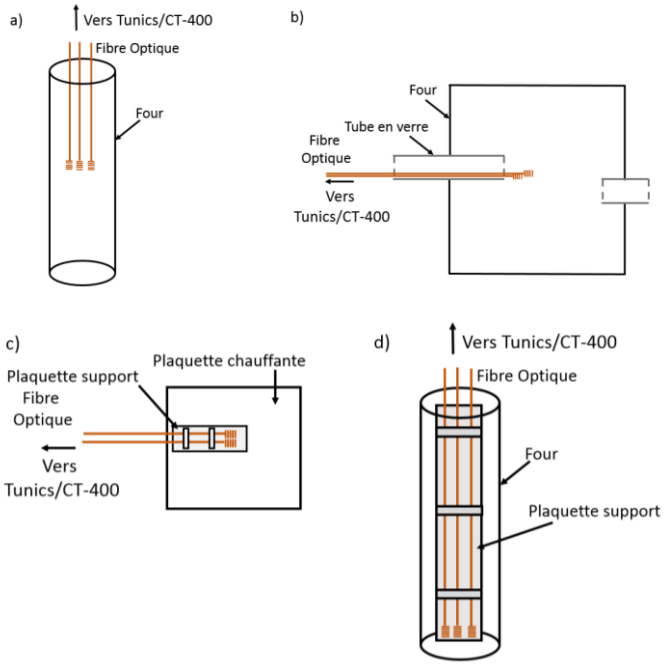

Figure III.16 Schéma de positionnements des RdBs dans le four a) utilisé pour la régénération, b) pour les traitements thermiques, c) plaquette chauffante utilisée dans Moperix(LabHC) et d) four utilisé pour l'irradiation γ (Brigitte, SCK-CEN)

- l'installation MOPERIX – irradiateur X – possède une plaquette chauffante pouvant atteindre 300°C (figure III.16.c). Les réseaux sont installés sur la plaquette en aluminium avant d'être positionnés sur la plaque chauffante. La température est stable à ± 1°C à 250°C

- pour l'irradiation γ un four tubulaire a été utilisé, mais les réseaux ont été placés préalablement sur une plaquette en aluminium adaptée au diamètre du four (≈ 30 mm) (figure III.16.d). Pendant l'irradiation les variations de températures ont été inférieures à 1°C

III.4.5 Nouveau revêtement en acrylate

Avant l'inscription des réseaux de type I, R et II, la gaine de protection de la fibre est enlevée sur une longueur variant de 1 cm à 3 cm, soit avec une pince – pour des revêtements acrylate – soit chimiquement pour les autres types de revêtements. La fibre nue sans protection est très fragile, il est donc impératif de rajouter un nouveau revêtement si le RdB doit être utilisé en condition réelle (transport, installation, …). Durant la thèse, nous avons exclusivement rajouté un revêtement acrylate sur des réseaux de type I. Pour cela, une fois le réseau inscrit et traité thermiquement, nous avons placé la partie dénudée de la fibre dans le « mini-coater » de Nyfors [183]. Ce dispositif permet d'ajouter un revêtement acrylate d'un diamètre maximal de 250 µm sur une zone maximale de 3 cm, sa stabilisation est obtenue en l'insolant sous lumière UV. La température de la fibre optique durant l'insolation ne dépasse pas les 50°C. L'acrylate que nous avons utilisé est de référence Norland Optical Adhesive 81 [184]. Après l'insolation, il est nécessaire de faire un traitement thermique à 50°C pendant au minimum 12 heures pour stabiliser ce nouveau revêtement.

III.4.6 Moyens d'irradiations

III.4.6.a Rayons X : MOPERIX – LabHC et Aracor – CEA DAM Île-de-France

Les irradiations X ont été effectuées soit au LabHC sur l'installation Moperix (Comet AG MXR-161 [185]), soit sur l'installation Aracor du CEA DAM. Les deux irradiateurs fonctionnent de manière similaire. Des électrons sont accélérés dans le vide puis freinés sur une cible par effet Bremsstrahlung. La cible est soit en tungstène pour Moperix soit en cuivre pour Aracor. La décélération des particules chargées induit ainsi des rayons X, dont la distribution énergétique est montrée en figure III.17 pour une cible en Tungstène.

Cependant l'énergie des photons dépend de la tension d'alimentation de la tête d'irradiation – jusqu'à une tension de 160 kV pour Moperix. Une large bande est créée par l'effet Bremsstrahlung, avec un maximum à 40 keV et deux pics supplémentaires sont observés à 60 keV et 70 keV, qui sont dues aux transitions électroniques du Tungstène (Figure III.17).

Pour toutes les expériences sur Moperix, la tension d'alimentation a été fixée à 100 kV – courbe bleue sur la figure III.17.

Le débit de dose sur Moperix peut être changé en modifiant le courant ou en changeant la distance entre la tête d'irradiation et l'échantillon, en conséquence celui-ci peut varier dans une gamme allant de quelques mGy(SiO_2)/s – avec une zone d'irradiation homogène d'environ 700 cm², soit un cercle d'environ 15 cm de rayon – à environ 80 Gy(SiO_2)/s sur une zone d'irradiation homogène inférieure à 7 cm², soit un cercle de diamètre 3 cm. Les débits de doses utilisés ont été compris entre 0,75 Gy/s et 60 Gy/s pour des doses accumulées comprises entre 10 kGy(SiO_2) et 3 MGy(SiO_2).

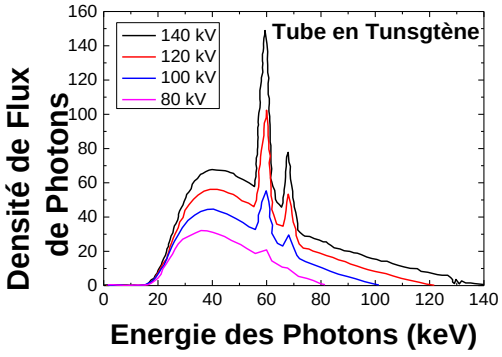

Figure III.17 Distribution d'énergie des rayons X

De plus, comme nous l'avons précisé dans le paragraphe précédent, il est possible de chauffer les échantillons pendant l'irradiation jusqu'à une température de 300°C à l'aide d'une plaque chauffante.

L'installation Aracor délivre des rayons X d'énergie moyenne de 10 keV, en utilisant une cible en cuivre. Le débit de dose est réglable, jusqu'à 50 Gy/s en faisant varier seulement le courant, la distance restant fixe ; ainsi la zone d'irradiation est constante et d'environ 3 cm². Les expériences se sont déroulées avec des débits de doses de 1 Gy/s, 9 Gy/s et 19 Gy/s permettant d'atteindre des cumulées de 20 kGy, 180 kGy et 380 kGy. Il est possible de faire varier la température des échantillons de 25 à 120°C [21], mais toutes les irradiations faites avec Aracor seront à température ambiante.

III.4.6.b Irradiation Electrons : *CEA DAM* - Gramat

Les irradiations sous électrons d'énergie 6 MeV ont été réalisées sur l'installation ORIATRON centre du CEA DAM à Gramat [186]. Les électrons sont accélérés linéairement

dans une cavité via des ondes radiofréquences. Il est possible d'avoir plusieurs modes d'émission des électrons soit sous la forme d'une seule impulsion soit sous celle d'un train d'impulsions à fréquence de répétition maximale de 250 Hz. Les impulsions d'électrons ont une largeur temporelle de 4,5 µs. La surface d'irradiation homogène à 1 m est de 11,5 cm de diamètre, avec un débit de dose de 14 kGy/min (233,3 Gy/s). Il est possible d'augmenter le débit de dose en se rapprochant de la sortie de l'irradiateur.

III.4.6.c Irradiation Protons : *PIF, Triumf* – Vancouver, Canada

Les irradiations protons ont été réalisées au laboratoire Triumf (*Canada's particule accelerator center*) situé à Vancouver (Canada). Les protons utilisés ont une énergie de 63 MeV [187]. Pour un flux de $8 \cdot 10^5$ p/(cm².s), le débit de dose équivalent est de 0,75 Gy/s. Les irradiations aux protons ont duré moins de 4 h au total pour des doses équivalentes maximales de 10 kGy, soit une dose dépassant les doses reçues par les satellites en orbite terrestre.

III.4.6.d Irradiation γ : *Brigitte, SCK-CEN* – Mol, Belgique

La source Cobalt 60 *Brigitte* du *SCK-CEN* délivre des rayons γ à 1,17 MeV et 1,33 MeV via la désintégration de Cobalt 60, ce dernier ayant une demi-vie de 5,27 ans [188]. Lors de l'irradiation, le débit de dose à la position des réseaux était de 7 kGy(SiO_2)/h (1,94 Gy/s). L'expérience a duré environ 2 semaines pour une dose totale de 2 MGy. De plus, pendant toute la durée de l'expérience la température des RdBs a été maintenue constante à 250°C.

III.5 Caractérisations des RdBs en température

III.5.1 Calcul du coefficient thermique

Lors des différentes irradiations à température ambiante, la température des réseaux peut varier de quelques degrés, ce qui induit une erreur sur la mesure du déplacement de la longueur d'onde de Bragg dû aux radiations. Afin d'éviter cet effet parasite, il faut calibrer le RdB afin de calculer son coefficient de sensibilité thermique (C_t) et soustraire au décalage de la longueur d'onde de Bragg mesuré, la contribution de la température à l'aide de l'équation II.9. Le coefficient de sensibilité thermique possède une valeur moyenne de 10 pm/°C à 1550 nm pour les fibres en silice et pour des températures comprises entre 20°C et 100°C. En effet, si la plage de température excède 100°C, l'approximation linéaire entre la température et la longueur d'onde de Bragg n'est plus valide et il faut alors approximer par un polynôme d'ordre 3 (cf. figures III.18 & III.19).

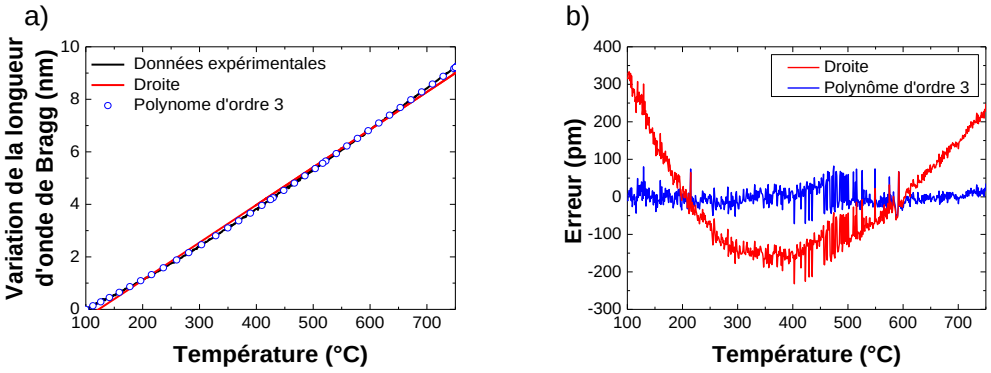

Figure III.18 a) Variation de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la température entre 100°C et 750°C, données expérimentales (noir) pour un réseau de type II, approximation par une droite (rouge) et approximation par un polynôme d'ordre 3 (point bleu), b) Erreurs relatives en approximant par un polynôme du premier ordre (rouge) ou du troisième ordre (bleu)

La figure III.18.a illustre les résultats obtenus entre 100°C et 750°C sur un réseau de type II inscrit dans la fibre PSC #1, avec un laser femtoseconde et un masque de phase (montage CEA), qui a été recuit thermiquement dans un four jusqu'à 750°C. La figure III.18 met en évidence l'allure de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la température avec l'interpolation de la courbe obtenue par une droite (équation II.9) ayant un coefficient de 14,3 pm/°C, ou par un polynôme d'ordre trois de coefficients : $-5{,}5\cdot10^{-6}$ pm/°C^3, $1{,}1\cdot10^{-2}$ pm/°C² et 8,4 pm/°C. La figure III.18.b montre l'erreur relative entre la courbe réelle et soit l'approximation par une droite (courbe rouge), soit par un polynôme du troisième ordre (courbe bleue). Nous observons que l'erreur est moins importante sur la plage 100°C – 750°C pour le polynôme que pour la droite.

Pour des plages de températures de l'ordre de 100°C, il est possible d'approximer les données expérimentales par une droite, comme montré sur la figure III.19, où nous comparons les données expérimentales et les approximations avec les polynômes d'ordre 1 et 3 entre 100°C et 200°C. Les erreurs relatives entre les données expérimentales et l'approximation linéaire ou le polynôme d'ordre trois sont comparables, avec un coefficient de 11,2 pm/°C pour l'approximation linéaire. Les coefficients pour le polynôme d'ordre trois sont identiques à ceux décrits précédemment sur la gamme de température étendue.

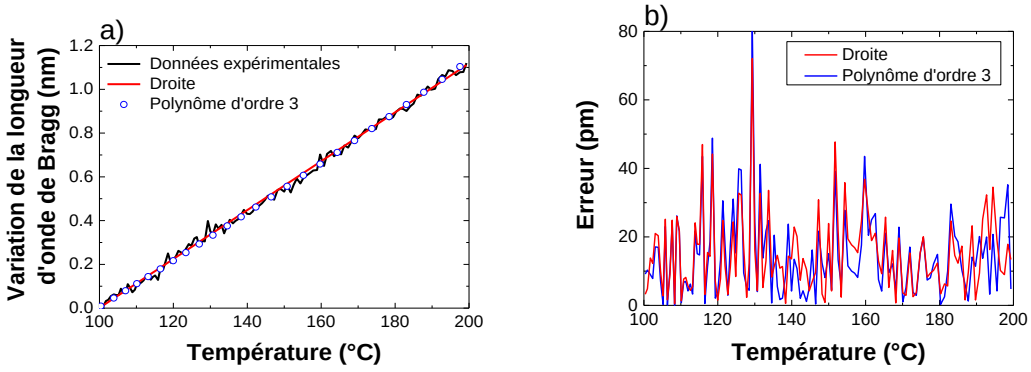

Figure III.19 a) Variation de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la température entre 100°C et 200°C, données expérimentales (noir) pour un réseau de type II, approximation par une droite (rouge) et l'approximation par un polynôme d'ordre 3 (points bleus), b) Erreur relative en approximant par une droite (rouge) ou un polynôme (bleu)

Par la suite, nous corrigerons nos données expérimentales issues des irradiations ou des traitements thermiques par les variations de température en considérant des approximations linéaires, dont le coefficient directeur correspondra au coefficient de sensibilité thermique pour des plages de températures inférieures à 100°C.

L'annexe 3 regroupe tous les différents coefficients de sensibilité thermique utilisés dans ce manuscrit.

III.5.2 Stabilité en température

Pour une utilisation comme capteur de température, les réseaux de Bragg ont besoin d'être stables vis-à-vis de la température avant leurs déploiements. Pour les RdBs de type I, Erdogan *et al.* [139] et Baker *et al.* [134] (cf. Chapitre II.2.2) ont décrit une théorie permettant de calculer la stabilité thermique des réseaux pour un recuit donné. Ainsi pour garantir une stabilité thermique souhaitée d'une semaine à 80°C, nous avons choisi deux prétraitements, soit à une température de 100°C pendant 69 h soit de 300°C pendant 17 min. Ainsi lors de l'irradiation, nous pourrons comparer deux recuits différents effectués sur les RdBs pour la même stabilité thermique.

Pour stabiliser les réseaux de type II, il n'existe aucune théorie ; nous avons donc testé deux traitements thermiques différents : soit 450°C pendant 8 h puis 400°C pendant 8 h, soit 750°C pendant 15 min, qui sont les conditions du Brevet LabHC-AREVA [151]. Ces recuits doivent garantir la stabilité des RdBs à une température de 250°C pendant 2 semaines. Ces deux paramètres étant la température et la durée de l'irradiation γ. Nous avons aussi vérifié la tenue

aux mêmes conditions pour les réseaux de type R. Les différents traitements thermiques utilisés sont reportés dans l'annexe 3.

L'acquisition des spectres lors des recuits a été effectuée avec le NI PMA 1115 (cf. Chapitre III.2.3) pour tous les réseaux de type I ainsi que pour les traitements à une température de 250°C pendant deux semaines pour les réseaux de type R et II. Les spectres ont été enregistrés avec le système Tunics/CT-400 (cf. Chapitre III.2.2) pour tous les autres recuits effectués sur les réseaux de type R et II.

Nous avons vu précédemment comment corriger la longueur d'onde de Bragg des petites fluctuations de température pour mettre en évidence le seul effet des radiations. Cependant cela ne garantit pas que le réseau soit stable en température. Cette stabilité doit être vérifiée avant les tests sous radiation.

III.5.2.a Traitements Thermiques sur les RdBs de type I de 100°C à 300°C sans revêtement

Dans les deux cas suivants, nous rapporterons l'effet de ces deux traitements thermiques sur deux réseaux de type I identiques inscrits dans la fibre SMF-28 hydrogénée avec le laser Argon (λ = 244 nm) de puissance en sortie de 120 mW.

De plus lorsque les fibres sortent d'hydrogénation, elles commencent à dégazer. Comme nous l'avons vu dans le chapitre II.2.1, il faut environ 19 jours pour dégazer l'hydrogène dans une fibre de 125 µm de diamètre, cependant si l'expérience est faite avant la fin de ce délai, les résultats devront prendre en compte le dégagement d'hydrogène. Le traitement thermique est nécessaire pour stabiliser les RdBs et favorise aussi le dégazage complet de la fibre.

Traitement thermique à 100°C pendant 69 h

La figure III.20 montre les spectres d'un réseau de de type I, avant le traitement thermique (noir) et après le traitement thermique de 69 h à 100°C (rouge). Nous observons que le réseau ne s'est pas effacé durant le recuit.

Il est à noter que les spectres noir et rouge n'ont pas été pris à la même température, 25°C pour le premier, 29°C pour le deuxième. C'est pour cette raison que nous avons centré les deux spectres sur la longueur d'onde de Bragg.

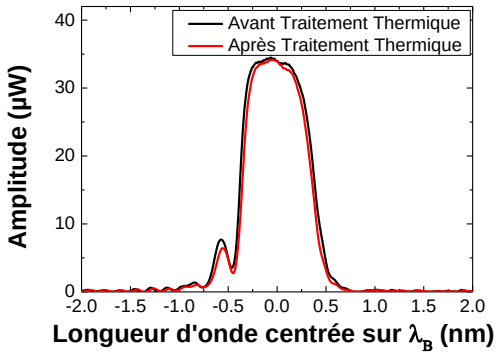

Figure III.20 Spectre d'un réseau de Bragg de type I inscrit sur une fibre SMF-28 avant le traitement thermique (noir) à 100°C pendant 69 h et après (rouge)

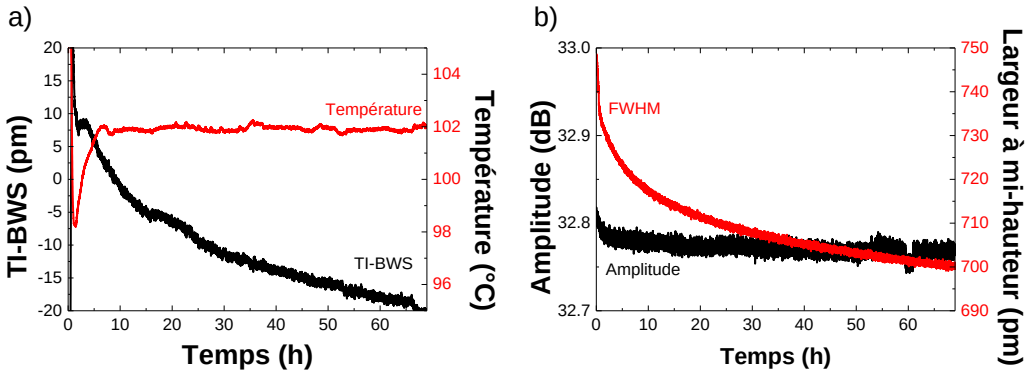

Figure III.21 Stabilité thermique d'un réseau de type I inscrit dans une fibre SMF-28e, a) variation de la longueur d'onde de Bragg (noir) induit par la température (TI-BWS : Temperature Induced – Bragg Wavelength Shift), température dans le four(rouge) b) amplitude du pic de Bragg (noir), largeur à mi-hauteur du réseau (rouge)

Nous observons sur la figure III.21.a une variation de la longueur d'onde de Bragg induite par la température (TI-BWS : *Temperature Induced – Bragg Wavelength Shift*), i.e. la longueur d'onde de Bragg a été corrigée de l'effet des petites fluctuations de températures pour observer seulement le décalage de la longueur d'onde de Bragg dû au recuit à température constante. Le spectre du RdB avant/après le recuit est illustré dans la figure III.20. La courbe rouge correspond à la température mesurée à l'intérieur du four. Il est à noter que la température à l'intérieur du four n'est pas homogène, les températures relevées par les deux thermocouples sur la plaquette diffèrent de 4° au maximum pendant les dix premières heures. Tandis que les 59 heures suivantes, la température dans le four devient plus homogène à 0.3°C près. Cependant, même si la température du four est constante, la longueur d'onde de Bragg du réseau continue de varier, diminuant d'environ 20 pm. Cela signifie que le réseau n'est pas stable pour

des températures d'opération supérieures ou égales à 100°C. L'amplitude du réseau – figure III.21.b courbe noire – varie très légèrement (0,03 dB). Mais sa largeur à mi-hauteur (FWHM : *Full Width at Half Maximum*) décroit de 50 pm, soit une variation de 7 %. Nous pouvons donc conclure que le réseau s'est très légèrement effacé, mais qu'il reste stable à une température de 80°C pendant 1 semaine, en accord avec les théories d'Erdogan *et al.* [139] et Baker *et al.* [134].

Traitement thermique à 300°C pendant 17 min

Le deuxième traitement thermique effectué sur un réseau de type I a duré seulement 17 min à une température de 300°C. Selon les théories d'Erdogan et *al.* [139] et Baker *et al.* [134] (cf. Chapitre II.2.2) un tel recuit permet d'assurer la stabilité du RdB à 80°C pendant une semaine.

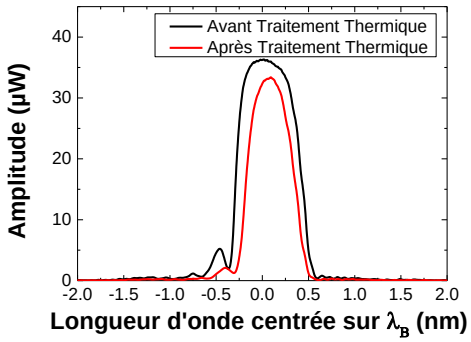

Figure III.22 Spectre d'un réseau de Bragg de type I inscrit sur une fibre SMF-28, en noir avant le traitement thermique de 300°C pendant 17 min et en rouge après le traitement thermique.

En comparant les spectres de la figure III.20 et III.22, nous pouvons observer que l'effacement du RdB est plus important à haute température – 300°C – qu'à faible température – 100°C – ainsi, nous estimons que plus de défauts sont recombinés à haute température qu'à faible température.

Comme le montre la figure III.23.a, la longueur d'onde de Bragg (courbe noire) se décale vers le « rouge » entre le début du traitement et les dix premières minutes, due à l'augmentation de la température dans le four (courbe rouge). Cependant, la température dans le four n'est pas homogène, ainsi il n'est pas possible de mettre en évidence la variation de la longueur d'onde de Bragg induite thermiquement, comme nous l'avions rapporté dans l'exemple précédent. En ce qui concerne l'amplitude – figure III.23.b, courbe noire – et la

largeur à mi-hauteur – courbe rouge – elles décroissent tout le long du traitement thermique, en perdant environ 0,4 dB pour l'amplitude – soit une variation de 1,1 % et environ 200 pm, pour la largeur à mi-hauteur – soit une variation de 25 % – en accord avec la figure III.22.

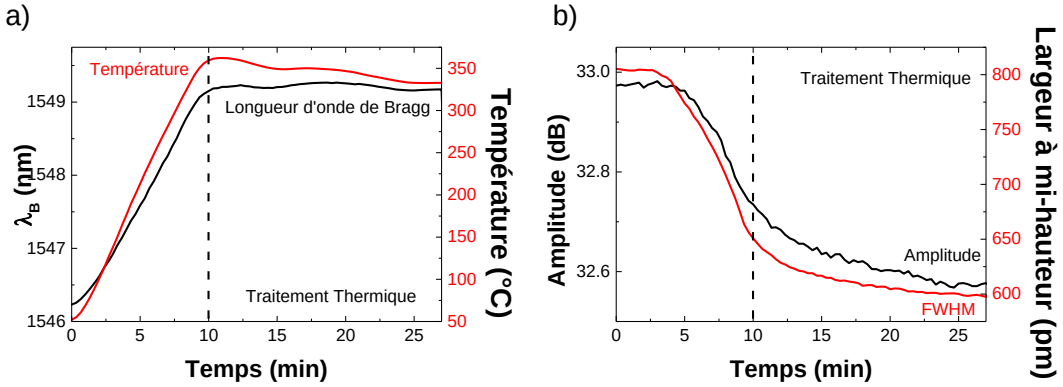

Figure III.23 Stabilité thermique d'un réseau de type I inscrit dans une fibre SMF-28e, a) variation de la longueur d'onde de Bragg (noir), et de la température dans le four (rouge), b) variation de l'amplitude du pic de Bragg (noir) et de la largeur à mi-hauteur (rouge) du réseau

Les variations d'amplitude et de la largeur à mi-hauteur induites par ce recuit, sont bien plus importantes que celle dues au traitement thermique à 100°C (69 h). Toutefois, les deux traitements thermiques devraient assurer à ce type de RdBs la même stabilité à une température de 80°C pendant 1 semaine. De plus, plus la température du traitement thermique est élevée, plus le réseau s'efface. Cela est tout à fait en accord avec les études bibliographiques traitant des réseaux de type I [134].

D'autres traitements thermiques ont été effectués sur les réseaux de type I (100°C pendant 17 min, 50°C pendant 16 h et 120°C pendant 8 h) qui ne permettent pas d'assurer la stabilité du réseau à 80°C pendant 1 semaine.

III.5.2.b Recuit sur les RdBs de type I avec revêtement à 50°C

Les réseaux de type I précédemment traités thermiquement à 100°C pendant 69 h ou 300°C pendant 17 min ont été regainés avec un revêtement acrylate. Un traitement thermique à 50°C pendant environ 12 h, qui est conseillé pour stabiliser la nouvelle gaine de protection, a été effectué sur les deux groupes de RdBs.

La figure III.24.a montre le spectre avant et après le traitement thermique. Ce spectre n'évolue pas, en effet l'amplitude et la largeur à mi-hauteur restent constantes. La position du

pic de Bragg se déplace vers les hautes longueurs d'onde à cause de l'élévation de la température dans le four pour les deux premières heures du recuit (figure III.24.b). Ensuite la température de l'étuve se stabilise avec des variations inférieures à 0,5°C entre 2 h et 13 h. La longueur d'onde de Bragg semble être stable pendant cette période. A la fin du recuit, la température baisse jusqu'à l'ouverture de la porte environ 14 h après le début du traitement thermique.

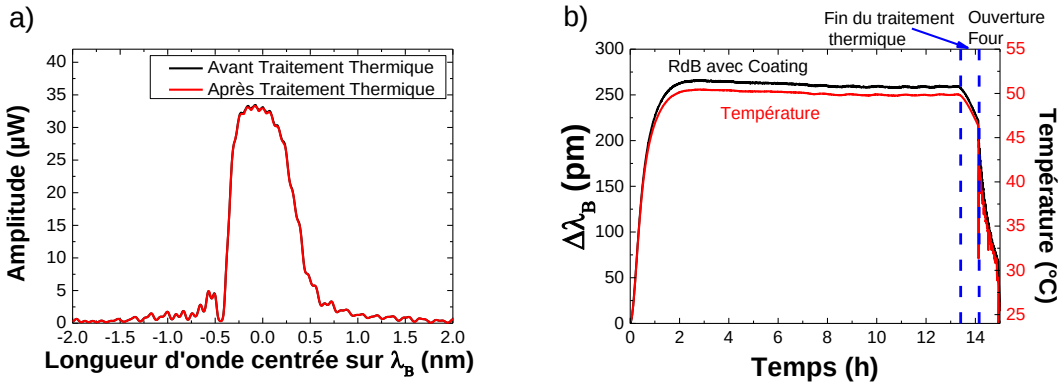

Figure III.24 Stabilité thermique d'un réseau de type I re-gainé avec de l'acrylate inscrit dans une fibre SMF-28e puis traité à 100°C pendant 69 h, a) spectres du réseau avant/après (noir/rouge) le traitement thermique à 50°C pendant 12 h b) variations de la longueur d'onde de Bragg (noir) et de la température (rouge) pendant ce même traitement

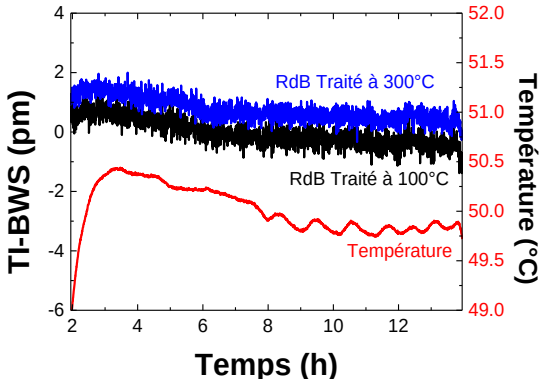

Figure III.25 Stabilité thermique pendant 12 h à 50°C des réseaux de Bragg regainés prétraités à 100°C pendant 69 h (noir) ou à 300°C pendant 17 min (bleu), la température dans l'étuve est représentée en rouge. Les longueurs d'onde de Bragg ont été corrigées avec les variations de températures à 50°C.

En ce qui concerne la stabilité thermique des réseaux avec le nouveau revêtement, la figure III.25 montre qu'une fois les longueurs d'onde de Bragg corrigées en température, le

RdB est très stable (< 2 pm). Ainsi même avec le revêtement acrylate les réseaux semblent toujours répondre aux conditions de stabilité imposées : 80°C pendant une semaine.

III.5.2.c Stabilité des réseaux de type R : 300°C pendant 5 h

La stabilité thermique des réseaux régénérés a déjà été démontrée de nombreuses fois et à de très hautes températures (> 1000°C) [2], [189], [190], et sur des périodes relativement longues (9000 h) [191]. De plus, les RdBs régénérés (RdB-R) peuvent résister à des températures aussi importantes que les réseaux de type II [192].

Dans notre cas, les RdB-Rs ont été régénérés à une température de 750°C, et les irradiations n'excéderont pas 250°C, nous avons donc testé la stabilité de nos réseaux à 300°C pendant 5 h.

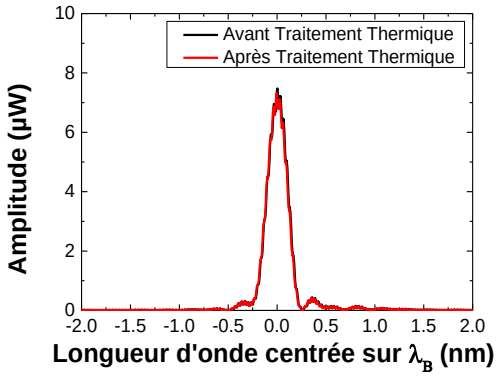

Figure III.26 Spectres d'un réseau de Bragg régénéré, en noir avant le recuit de 300°C pendant 5 heures et en rouge après ce même recuit

Le spectre d'un RdB-R n'est pas affecté par le traitement thermique, l'amplitude et la largeur à mi-hauteur semblent constantes (figure III.26). Le réseau semble donc résister sans problème à ce recuit.

La longueur d'onde de Bragg corrigée des petites fluctuations de la température (TI-BWS) durant le traitement thermique à 300°C pendant 5 h (figure III.27.a) reste constante. Le bruit sur la mesure de la longueur d'onde de Bragg est de ± 10 pm et correspond globalement au niveau de l'inhomogénéité de la température dans le four qui est de l'ordre de ± 0,7°C. Ces variations sont aussi observées par les thermocouples (figure III.28.a – courbe rouge). Les variations d'amplitude (figure III.27.b) sont inférieures à 0,05 dB (< 1 % d'erreur) et peuvent être dues aux petites fluctuations de puissance de la source. En ce qui concerne la largeur à mi-hauteur, les variations sont de l'ordre du picomètre qui se trouve être la précision de la source

laser – Tunics. Nous pouvons conclure, comme attendu, que les RdB-Rs régénérés à 750°C ne sont pas affectés par le recuit à une température 300°C pendant 5 h.

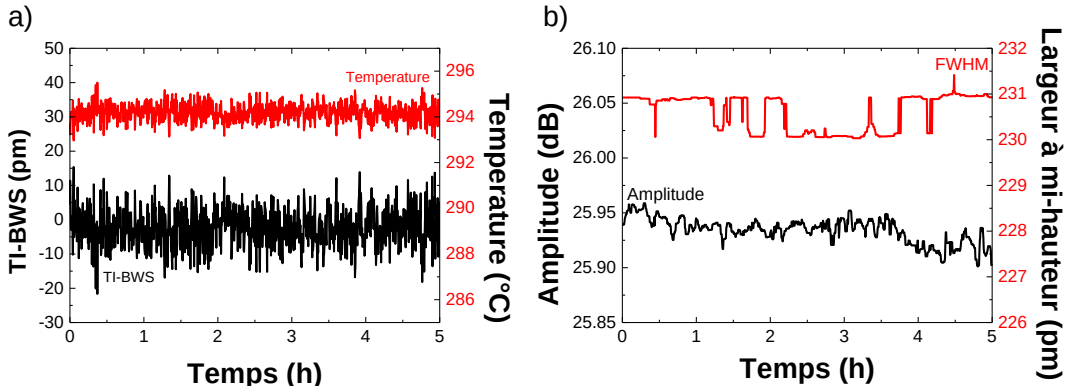

Figure III.27 Stabilité thermique d'un réseau régénéré a) Variation de la longueur d'onde de Bragg induite par la température (TI-BWS) (noir) et température dans le four mesurée par les thermocouples (rouge) b) amplitude du pic de Bragg (noir), largeur à mi-hauteur du réseau (rouge)

III.5.2.d Stabilité des réseaux de type R : 250°C pendant 2 semaines

Nous avons testé la stabilité thermique des réseaux régénérés pendant 2 semaines à 250°C. Ces conditions sont similaires aux conditions de l'irradiation γ (*Brigitte*, SCK-CEN, cf. Chapitre III.4.6.d). Deux réseaux régénérés ont donc été maintenus à une température de 250°C pendant 340 h.

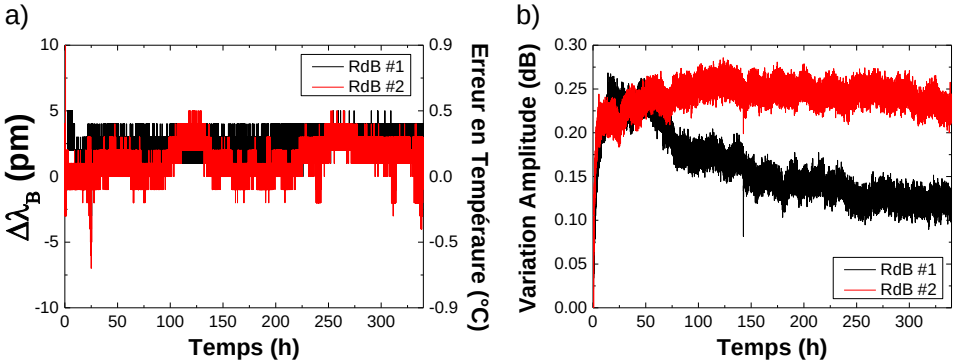

Figure III.28 Réponse de deux réseaux régénérés pendant un traitement thermique de 340 heures à 250°C a) variation de la longueur d'onde de Bragg et b) variation de l'amplitude pour les réseaux #1 (noir) #2 (rouge)

Une fois la température stable dans le four, la variation de la longueur d'onde de Bragg pour les deux réseaux est inférieure à 5 pm (figure III.28.a). L'amplitude varie de 0,25 dB, soit moins de 1,5 % de variations pour ces deux réseaux. Ces résultats nous permettent de conclure

que premièrement les réseaux sont stables pour de longues périodes avec des températures élevées – 250°C – et que deuxièmement, lors de l'irradiation γ, si la longueur d'onde de Bragg se décale cela ne sera pas dû à la température mais aux radiations ou à l'effet combiné température-radiation.

III.5.2.e Stabilisation des réseaux de type II

A notre connaissance, il n'existe pas de théorie sur la stabilité des RdBs de type II. Suite à l'inscription, un réseau de type I est présent en même temps qu'un réseau de type II. Il est donc impératif de stabiliser ou d'effacer le réseau de type I, pour obtenir un réseau – idéalement uniquement de type II – stable. Pour cela, le réseau est soumis à un recuit suffisamment important en température et/ou en durée. Nos réseaux de type II ont été divisés en deux groupes et soumis à deux traitements thermiques différents : soit 450°C pendant 8 h puis 400°C pendant 8 h, soit 750°C pendant 15 min.

Fibre PSC #1 : Traitement thermique à 450°C pendant 8h

Ce premier traitement thermique se divise en deux parties : la première est un traitement thermique de 8 h à 450°C, puis une deuxième phase de 8 h à 400°C, ce dernier permet de vérifier l'efficacité de la première étape du recuit.

Lors du traitement thermique, le spectre du RdB de type II évolue (figure III.29.a) avec notamment une diminution de son amplitude et de sa largeur à mi-hauteur. La longueur d'onde de Bragg pendant la première phase du traitement s'est décalée vers les basses longueurs d'ondes, alors que la température mesurée dans le four reste constante, avec moins de 2°C de variations (figure III.29.b). Dans la deuxième phase la longueur d'onde de Bragg semble constante.

L'amplitude et la largeur à mi-hauteur (figure III.29.c) ont toutes les deux diminué dès le début du recuit thermique. Le réseau a perdu environ 0,6 dB – doit une variation de 3 % – de son amplitude alors que la largeur à mi-hauteur a diminué de 14 % lors de la montée en température du four. Une fois la température stabilisée à 450°C, l'amplitude du réseau décroit très légèrement (0,3 dB), sans se stabiliser et la largeur à mi-hauteur diminue encore de 5 %. Pendant la deuxième phase du traitement, i.e. une fois la température de 400°C atteinte, l'amplitude et la largeur à mi-hauteur se stabilisent avec des variations inférieures à 1 %. Lorsque le four est stable à 400°C, soit environ 2 h après le début de la deuxième phase, la

longueur d'onde de Bragg se décale de 5 pm – variation compatible avec celles de la température dans le four (≈ 0,4°C) mesurées par les thermocouples.

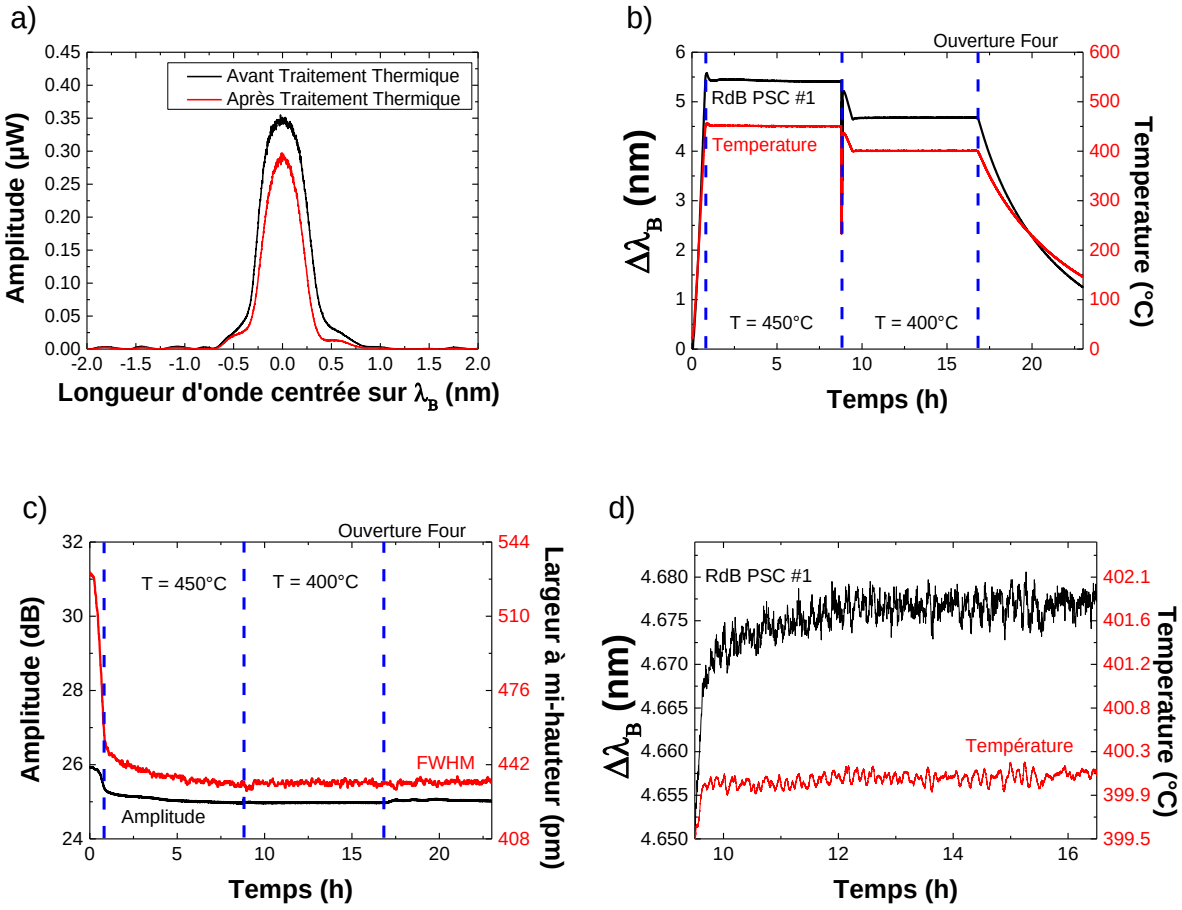

Figure III.29 Traitement thermique de 450°C pendant 8h puis de 400°C pendant 8h, d'un réseau de type II inscrit dans la fibre PSC #1. a) Spectre du réseau avant/après le recuit(noir/rouge) du RdB, b)variations de la longueur d'onde de Bragg (noir) et de la température (rouge) pendant toute la durée le traitement, c) variations de l'amplitude (noir) et de la largeur à mi-hauteur (rouge) d) variations de la longueur d'onde de Bragg et de la température pendant la phase à 400°C.

L'instabilité sur la longueur d'onde de Bragg de 20 pm, soit 1,3°C durant les deux premières heures à 400°C est due à la diminution de la température de consigne et à l'ouverture de la porte du four à 450°C. Notre four met donc environ 2 h pour thermaliser à 400°C.

Fibres PSC #2 et PSC #3 : Traitement thermique à 450°C pendant 8h

Nous avons inscrit des réseaux de type II avec un laser femtoseconde (CEA) dans les fibres PSC #2 et PSC #3, puis comme pour la fibre PSC #1, nous les avons traités à 450°C pendant 8 h puis 400°C pendant la même durée.

Pour la première phase du traitement thermique, la variation de la longueur d'onde de Bragg (cf. tableau III.3) est la plus importante pour le réseau inscrit sur la fibre PSC #2 – 312 pm – contre 66 pm pour la fibre #3. Les variations d'amplitude et de la largeur à mi-hauteur sont de respectivement - 1,7 dB et 40 pm pour le RdB inscrit dans la fibre PSC #2 et sont aussi les plus importantes fluctuations par rapport aux deux autres réseaux, qui présentent des variations d'amplitudes et de largeurs à mi-hauteur similaires, de respectivement -0,3 dB et 20 pm. Pour cette première phase, les réseaux #1 et #3 s'effacent très légèrement comparés au RdB #2.

Fibre		**PSC #1**	**PSC #2**	**PSC #3**
Phase 1 : 450°C pendant 8 h	**Variation de λ_B (pm)**	15	312	66
	Variation de l'amplitude (dB)	-0,3	-1,7	-0,3
	Variation de la largeur à mi-hauteur (pm)	21	40	20
Phase 2 : 400°C pendant 8 h	**Variation de λ_B (pm)**	5	28	5
	Variation de l'amplitude (dB)	< 0,1	-0,2	< 0,1
	Variation de la largeur à mi-heuteur (pm)	< 3	10	< 5

Tableau III.3 : Variation de la longueur d'onde de Bragg, de l'amplitude et de la largeur à mi-hauteur pour les deux étapes du recuit thermique pour des réseaux de type II inscrits dans les fibres PSC #1, #2 et #3.

Lors de la deuxième phase du traitement à 400°C, les réseaux inscrits sur les fibres #1 et #3 ne s'effacent pas, en effet la variation de la longueur d'onde de Bragg est de moins de 5 pm, ce qui représente une fluctuation de la température de 0,7°C et l'amplitude et la largeur à mi-hauteur restent constantes. Cependant, le réseau inscrit sur la fibre #2 présente une variation du pic de Bragg de 28 pm – soit plus de 2°C – valeur excédant celle des fluctuations de température mesurées dans le four. De plus, l'amplitude décroît de 0,2 dB et la largeur de 10 pm. Ce réseau continue donc de s'effacer même suite au premier traitement à 450°C.

Explication quant à la non-stabilité du réseau de type II inscrit sur la fibre PSC #2

Nous venons de voir que les réseaux inscrits sur les fibres PSC #1 et PSC #3 sont stables en température jusqu'à 400°C pendant 8 h grâce à une première phase de 8 h à 450°C. Au contraire le réseau inscrit sur la fibre PSC #2 n'est pas stable suite au même traitement thermique. Pour comprendre ce phénomène, nous avons étudié la photoluminescence des fibres #1 et #2 [15], [19], [27]. Les fibres optiques sont clivées et l'analyse des défauts est effectuée selon la section transverse des fibres via une excitation laser à 325 nm. Certains centres colorés pour se désexciter vont émettre de la lumière suivant des bandes d'émission (cf. Chapitre I.1.2). Pour certaines bandes de luminescence discutées dans la littérature, il est possible de les associer à des structures de défauts. Si ces défauts sont associés à un dopant, il est ainsi possible par cette mesure d'identifier une partie des dopants incorporés dans les fibres optiques.

Les figures III.30.a et b montrent les distributions spatiales des centres émetteurs de lumière à 400 nm dans la section transverse des fibres PSC #1 et #2 sous excitation à 325 nm. Pour la fibre PSC #1 aucun signal n'est observé à 400 nm tandis que sur la fibre PSC #2, nous observons un anneau à environ 15 µm du centre du cœur de la fibre optique. Cette bande de photoluminescence, dont le spectre est reporté en figure III.31.c présente deux bandes d'émissions centrées à 400 nm et 540 nm. La première bande est associée au défaut GPLC (*Germanium Lone Pair Center*), cela impliquerait donc la présence de germanium dans la fibre. La deuxième bande d'émission à 540 nm n'est aujourd'hui associée à aucun défaut de manière certaine mais est généralement observée dans la silice pure [27], [193].

Cependant seule une analyse chimique complète pourrait nous confirmer la présence de Germanium ; la non-stabilité thermique du réseau inscrit sur la fibre PSC #2 pourrait être liée à la présence de ce dopant en gaine optique. Ce même dopant rend les réseaux de type R stables, ce qui peut être expliqué au niveau des processus d'inscription ou de régénération des RdBs.

En effet, la création des réseaux de type R se base sur la transformation de la silice en cristobalite alors que l'inscription des RdBs de type II se base sur la densification de cette même silice.

Ce problème semble récurrent lors la stabilisation en hautes températures des RdBs. En effet, Henschel *et al.* [149] ont été confrontés au même cas lorsqu'ils ont essayé de stabiliser thermiquement des réseaux de type I inscrits avec un laser femtoseconde dans une fibre en cœur de silice pure.

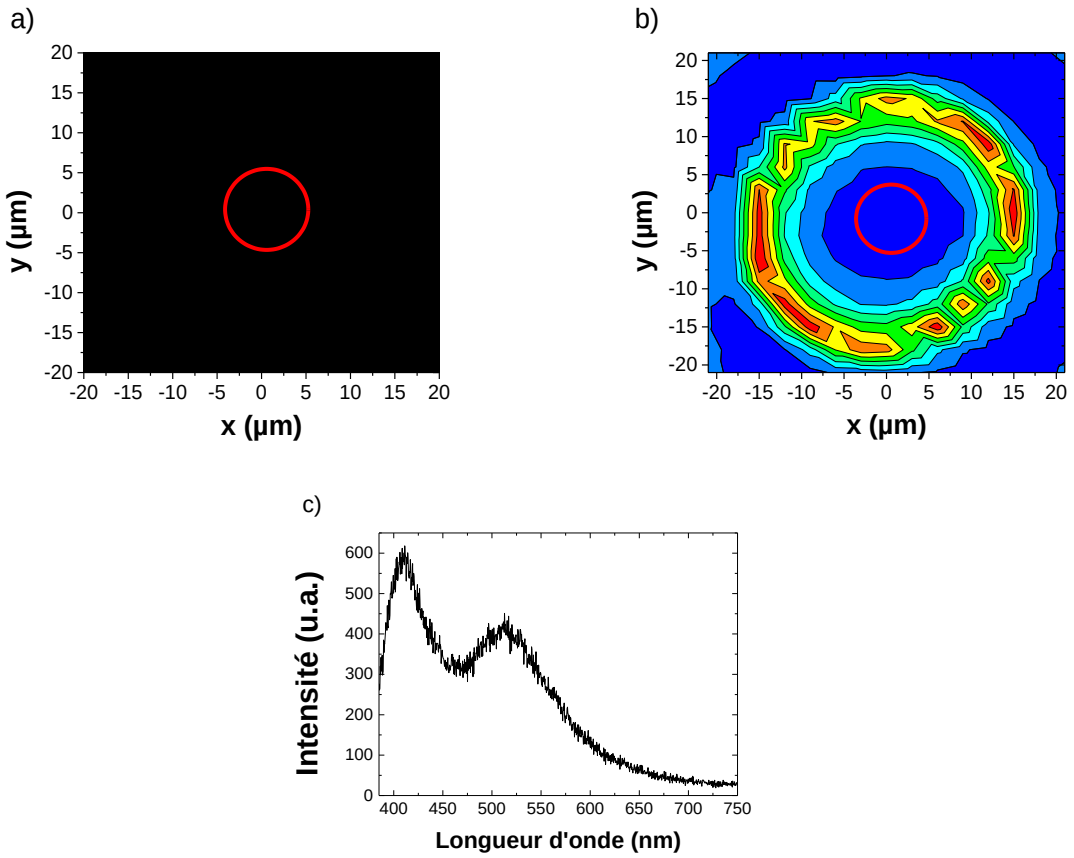

Figure III.30 Photoluminescence a 400 nm dans la fibre a) PSC #1 et b) PSC #2 sous excitation à 325 nm. Les cercles rouges représentent les cœurs des fibres optiques. Les échelles de couleurs sont identiques pour les figures a) et b). c) Spectre de photoluminescence pour la fibre PSC #2 aux coordonnées (-15 µm ; 10 µm)

III.5.2.f Recuit thermique à 250°C pendant 2 semaines

Nous avons placé les réseaux de type II inscrits sur la fibre PSC #1 et traités thermiquement soit à 450°C (8 h) puis 400°C pendant 8 h – RdB #2 – soit à 750°C (15 min) – RdB #1 – dans une étuve à 250°C pendant 330 h.

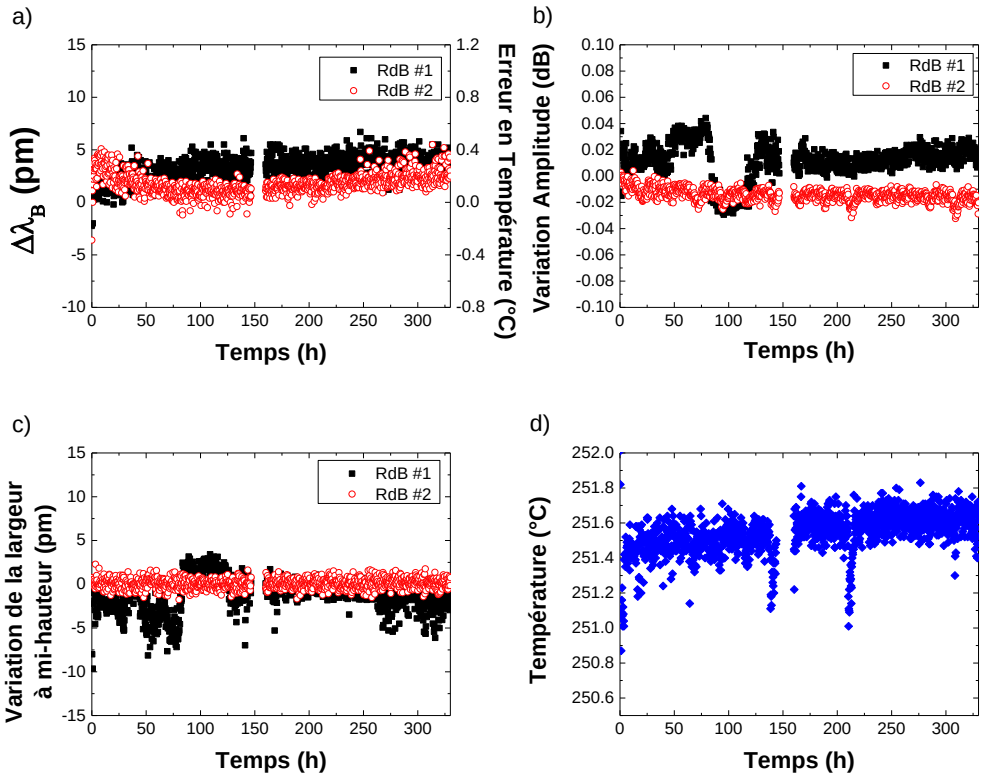

Figure III.31 Réponse de deux réseaux de type II traités à 750°C pendant 15 min (carré noir) ou 450°C pendant 8 h (cercle rouge) à un recuit de 250°C pendant 330 h a) variation des longueurs d'onde de Bragg b) des amplitudes et c) de la largeur à mi-hauteur pour les deux réseaux, d) température dans le four (losange bleu)

Lors du recuit thermique, les deux réseaux présentent un décalage de la longueur de Bragg non corrigée en température inférieur à 5 pm (figure III.32.a) pour des variations de température dans le four inférieures à 0,6°C (figure III.32.d). De plus, leur amplitude varie au maximum de 0,6 dB – pour le réseau #1 – soit moins de 0,5 % (figure III.32.b). La largeur à mi-hauteur reste constante à ± 5 pm, soit une variation maximale de moins de 4 %.

Avec ces résultats, nous pouvons conclure que ce type de réseau est stable thermiquement pendant plus de 300 h à 250°C, ce qui est en accord avec la littérature [105].

III.6 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre les différents bancs d'inscription des réseaux de Bragg de types I, R et II avec des lasers pulsés dans les domaines nanoseconde et femtoseconde ou avec des lasers continus. Les différentes instrumentations utilisées lors de la thèse ont été présentées comme la Tunics/CT-400 de Yenista et le NI-PMA-1115. De plus, nous avons

développé des programmes d'analyse pour extraire la valeur de la longueur d'onde de Bragg du spectre initial. Parmi ceux-ci, deux méthodes différentes ont été retenues et seront utilisées par la suite. Il s'agit de la méthode des pentes et de celle de l'approximation par un polynôme du troisième ordre.

Par la suite, nous avons présenté les différents moyens d'irradiations utilisés ainsi que le conditionnement des réseaux pour ces tests sous irradiation. De plus, les variations de la contrainte et/ou de la température lors des tests radiatifs influençant le décalage du pic de Bragg, il faut donc les compenser durant les essais pour mettre en évidence la seule composante relative aux radiations. Pour cela, les variations de contrainte ont été éliminées en coupant la fibre juste après le réseau et en fixant ce dernier sur une plaquette en aluminium. Les variations de températures sont compensées par la mesure de température via des thermocouples tout au long des essais et la calibration préalable des RdBs.

La dernière partie de ce chapitre a consisté en une étude sur la stabilité thermique naturelle et optimisée des réseaux de différents types. Comme prévu, les réseaux de type R sont naturellement stables en température. En revanche, ceux de type I ne sont stables qu'après un recuit à une température supérieure à celle prévue d'utilisation du réseau, et ce pour une durée limitée (cf. Chapitre II.2.2). Nous avons choisi deux traitements thermiques : un premier à 100°C pendant 69 h, un seconde à 300°C pendant 17 min. Ces deux prétraitements assurent la stabilisation du réseau à 80°C pendant une semaine. En comparant ces deux méthodes, nous avons observé que les réseaux s'effaçaient plus à 300°C qu'à 100°C. Pour ces même réseaux de type I, nous avons testé l'influence d'un nouveau revêtement acrylate sur la réponse thermique d'un RdB. Pour des températures inférieures à 50°C pendant 12 h, la nouvelle gaine de protection n'a aucune influence sur le réseau, tandis que pour des températures de l'ordre de 100°C, le revêtement relâche une partie de la contrainte qui a été accumulée lors de la polymérisation de l'acrylate sur la fibre, entrainant un décalage de la longueur d'onde de Bragg.

Enfin nous avons étudié l'effet de deux traitements thermiques sur les réseaux de type II inscrits sur des fibres en cœur de silice pure dopées au fluor. Nous avons observé qu'un traitement thermique à 450°C pendant 8 h stabilise les réseaux face à un second traitement thermique à 400°C pendant 8 h pour deux des trois fibres uniquement (PSC#1 et #3). Le RdB inscrit dans la fibre PSC #2 est instable. Cette instabilité pourrait être due à la présence de Germanium dans la gaine de cette fibre optique. Les deux recuits effectués – 450°C et 750°C –

sur les réseaux de type II inscrits dans la fibre PSC #1 permettent de stabiliser les réseaux pendant 2 semaines à 250°C. L'annexe 3 est un récapitulatif des traitements thermiques sur les réseaux de types I, R et II ainsi que de leurs coefficients de sensibilité thermique associés.

Chapitre IV
Influences des prétraitements sur la réponse des réseaux de Bragg sous radiations

Dans le chapitre précédent, nous avons stabilisé thermiquement les réseaux de types I, R et II. Cependant, nous ne savons pas comment ces réseaux traités réagissent sous radiation. Nous allons étudier dans ce chapitre, l'influence des traitements thermiques ainsi que celle d'une pré-irradiation sur la réponse radiative des différentes catégories de réseaux. Par la suite, nous comparerons les comportements des réseaux de Bragg nus et re-gainés sous rayons X. Enfin nous terminerons par l'étude de l'impact sur la tenue aux radiations des réseaux de Bragg en fonction des dopants présents dans la fibre.

Tous les réseaux étudiés ont été caractérisés sous irradiation X à température ambiante, soit grâce à la machine ARACOR (~10 keV), soit sur MOPERIX (~45 keV). Les variations mesurées des longueurs d'onde de Bragg sous radiation ont été corrigées des petites fluctuations de température durant les tests grâce aux coefficients de sensibilité listés en annexe 3, ces derniers sont considérés comme insensibles à l'irradiation comme cela a été démontré par Gusarov *et al.* [85].

IV.1 Influence du traitement thermique sur la réponse des FBGs sous radiations

Dans cette partie, nous étudierons seulement la réponse des réseaux de Bragg sous radiations X à température ambiante. Les recuits de ses réseaux sont disponibles dans le chapitre III.5.2 pour les types I, R et II. Les réseaux de type I ont été interrogés en réflexion avec le système NI PMA 1115 (cf. Chapitre III.2.3) tandis que les spectres des réseaux de types R et II ont été enregistrés avec la TUNICS/CT-400 (cf. Chapitre III.2.2).

IV.1.1 Influence de la température et de la durée du traitement thermique pour les réseaux de type I.

Nous avons vu précédemment que différents traitements thermiques permettaient de stabiliser un tel réseau de Bragg pendant une semaine à 80°C. Deux prétraitements ont été sélectionnés : soit un recuit pendant 69 h à 100°C, soit pendant 17 min à 300°C. Nous avons irradié des réseaux ayant subi ces deux prétraitements et un réseau supplémentaire dont le pré-recuit a été réalisé à 100°C pendant seulement 17 min, après une période supérieure à trois semaines dans l'atmosphère ambiante pour s'assurer du dégazage complet de l'hydrogène (cf. Chapitre II.2). L'irradiation X a duré environ 5 h 33 min pour atteindre une dose totale de 100 kGy(SiO_2) avec un débit de dose de 5 Gy/s.

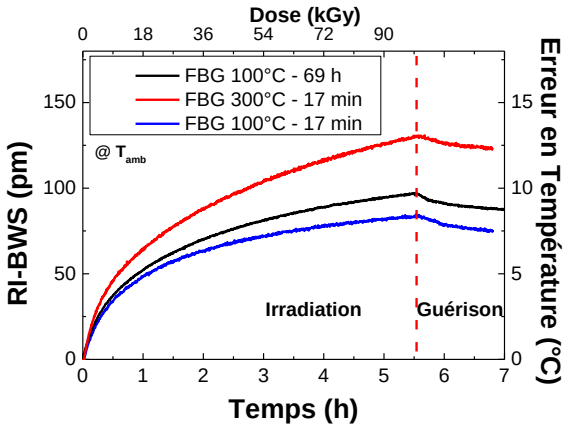

Figure IV.1 : Irradiation X (5 Gy/s jusqu'à 100 kGy) de trois réseaux de Bragg ayant subi trois traitements thermiques différents : 100°C pendant 69 h (noir), 300°C pendant 17 min (rouge) et 100°C pendant 17 min (bleu)

Les résultats de l'irradiation sont présentés dans la figure IV.1. Le RdB traité à 100°C pendant 69 h présente un décalage de sa longueur d'onde de Bragg de 96 pm à 100 kGy, alors que celui recuit à 100°C pendant 17 min présente un décalage de seulement 70 pm. Ainsi plus la durée du traitement thermique est courte, moins la longueur d'onde de Bragg se décale sous radiation. Cependant le recuit de 17 min à 100°C permet de stabiliser le réseau pendant moins de 8 min à une température de 80°C, ce qui ne correspond pas aux conditions de stabilité visées pour le réseau : 80°C pendant 1 semaine. Par conséquent ce recuit ne sera plus utilisé dans la suite.

Pour ce qui est du réseau traité à 300°C pendant 17 min (figure IV.1 – courbe rouge) la longueur d'onde de Bragg se déplace de 125 pm à 100 kGy ce qui représente une sensibilité

accrue de 44 % par rapport au RdB recuit à 100°C pendant 17 min. Nous pouvons donc conclure que plus la température du recuit est élevée, plus la longueur d'onde de Bragg se déplace sous radiation pour ce type de réseau. Ce comportement a déjà été observé sur des réseaux de type I par Henschel et *al.* [141]. Ces réseaux sont créés par à partir de la modulation de l'indice effectif du cœur de la fibre avec des interférences issus d'un laser continu émettant dans l'UV dans nos essais (cf. Chapitre III.1.1). Pendant le traitement thermique une partie des défauts créés par le laser est recombinée [194] réduisant l'indice effectif et l'amplitude de la modulation de l'indice. Ceci se traduit par une diminution de l'amplitude du réseau [195]. Plus la température ou la durée du traitement sont élevées, plus la proportion de défauts se recombinant, probablement sous forme de sites précurseurs, est élevée [196]. Lors de l'irradiation ces sites précurseurs en excès créeront plus de défauts induits et donc augmenteront l'indice effectif ; ce qui aura pour conséquence un décalage plus important de la longueur d'onde de Bragg. Dans la suite nous utiliserons les recuits sur les réseaux de type I de 100°C pendant 69 h et 300°C pendant 17 min pour les irradiations jusqu'à des températures de 80°C.

IV.1.2 Stabilité des réseaux de type R sous radiation avec et sans deuxième traitement thermique après la régénération

Dans ce paragraphe nous étudions les effets des radiations sur les réseaux régénérés qui ont subi un premier recuit/régénération à une température de 750°C (cf. Chapitre III.1.2).

Sans traitement thermique :

Deux réseaux régénérés identiques ont été irradiés à 10 Gy/s jusqu'à une dose de 100 kGy à température ambiante.

Pour les deux réseaux la longueur d'onde de Bragg se déplace sous radiation vers le rouge d'environ 40 pm à une dose de 100 kGy (figure IV.2.a) ce qui correspond à une erreur en température de 3,5°C. Cependant cette variation reste très importante pour des doses inférieures à 25 kGy avec un déplacement de 35 pm tandis que la dégradation ralentit pour les doses comprises entre 25 kGy et 100 kGy avec un décalage supplémentaire d'environ 10 pm. Pendant les 2 heures de guérison la longueur d'onde de Bragg varie vers le bleu de 15 pm.

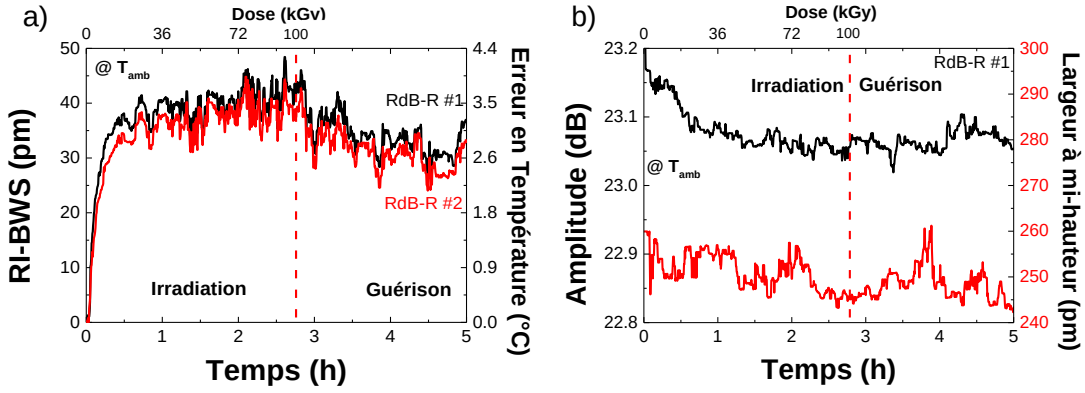

Figure IV.2 : Irradiation à 10 Gy/s jusqu'à 100 kGy de deux réseaux régénérés a) variation de la longueur d'onde de Bragg des deux réseaux. b) variation de l'amplitude en réflexion et de la largeur à mi-hauteur du réseau #1 – résultats similaires pour le RdB #2

En ce qui concerne l'amplitude du réseau en réflexion (figure IV.2.b) la variation causée par l'irradiation reste inférieure à 1 %. Elle pourrait s'expliquer par l'atténuation induite par l'irradiation (RIA) de la fibre elle-même, mais la portion de fibre irradiée est de seulement quelques centimètres. Pour une dose totale de 3 MGy et à une longueur d'onde de 1550 nm, la RIA pour une fibre Télécom – dopée Germanium – est d'environ 200 dB/km [21]. De plus la largeur à mi-hauteur reste constante. Les radiations ne font pas varier significativement l'amplitude de la variation d'indice (Δn_{mod}) ainsi le réseau ne s'efface pas. Cependant, les radiations font varier suffisamment l'indice effectif pour déplacer la longueur d'onde de Bragg.

Nous pouvons donc conclure que le réseau ne s'efface pas, néanmoins la longueur d'onde de Bragg n'est pas stable sous radiation. Il est à noter que les deux réseaux ont exactement le même comportement.

La dose accumulée dans l'expérience précédente n'étant pas suffisante pour conclure quant à la stabilité des réseaux régénérés sous rayons X à haute dose à température ambiante, nous avons répété l'expérience précédente en utilisant deux nouveaux réseaux. Ils ont été irradiés à un débit de dose similaire (10 Gy/s) mais jusqu'à une dose totale de 2 MGy. Comme précédemment (figure IV.2.a) la longueur d'onde de Bragg se décale de 35 pm pour une dose totale de 30 kGy (figure IV.3.a). Il est clair que le réseau ne rejoint pas une saturation sous radiation ; en effet entre 30 kGy et 2 MGy, la longueur d'onde de Bragg se décale linéairement de 60 pm supplémentaire, pour atteindre 100 pm à la dose maximale de 2 MGy, soit une erreur équivalente en température proche de 9°C. Jusqu'à présent aucun élément ne permet de conclure quant à une possible stabilisation de la réponse du réseau à de plus hautes doses.

Sur la figure IV.3.b nous observons des variations de l'amplitude en réflexion des mêmes réseaux inférieures à 1 % et que la largeur à mi-hauteur du réseau reste inchangée. En conclusion les réseaux régénérés irradiés à température constante ne s'effacent pas.

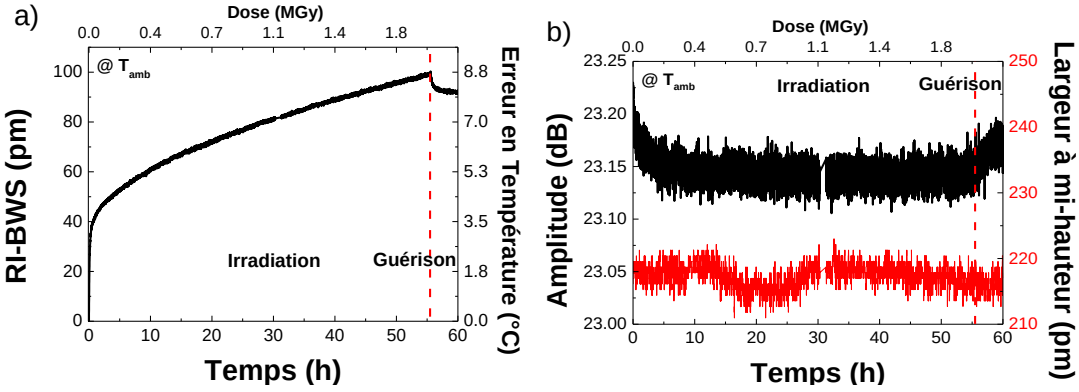

Figure IV.3 : Irradiation à 10 Gy/s jusqu'à 2 MGy d'un réseau régénéré a) variation de sa longueur d'onde de Bragg, b) variation de l'amplitude en réflexion et de la largeur à mi-hauteur de ce RdB.

Effet du traitement thermique :

Dans le chapitre III.5.2.c nous avons montré que des réseaux de Bragg régénérés sont stables à 300°C pendant 5 h. L'irradiation de ces mêmes RdBs va nous permettre de caractériser l'effet de ce recuit thermique sur leurs tenues aux radiations.

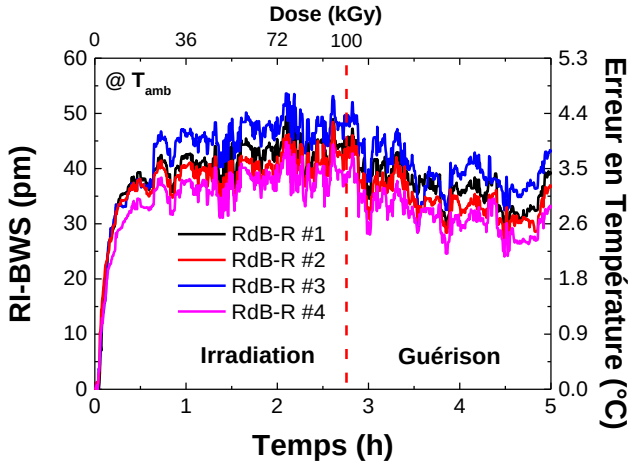

Figure IV.4 : Irradiation à 10 Gy/s jusqu'à 100 kGy de réseaux régénérés sans deuxième traitement thermique RdB-R #1 et #2 (courbes noire et rouge) et avec un deuxième recuit à 300°C pendant 5 h pour les réseaux RdB-R #3 et #4 (courbes bleue et rose)

Nous avons irradié ces réseaux à 10 Gy/s jusqu'à 100 kGy à température ambiante. Les résultats sur les réseaux RdB-R #1 et #2 (figure IV.4) sont ceux déjà reportés en figure IV.2.

Ces deux réseaux n'avaient subi aucun traitement thermique post-régénération. Les réseaux RdB-R #3 et #4 ont subi en plus le traitement de 5 h à 300°C. Les réponses sous radiation de ces quatre réseaux sont quasiment identiques avec : un fort décalage (~35 pm) de la longueur d'onde de Bragg jusqu'à 25 kGy puis une cinétique de dégradation plus lente pour atteindre ~45 pm à 100 kGy. Ainsi un traitement thermique à 300°C pendant 5 h ne modifie pas le comportement des réseaux de type R sous radiation. Ainsi, il est possible qu'en modifiant la température de régénération, les RdB-Rs soient stables sous radiations.

Pour vérifier notre hypothèse, nous pouvons comparer nos résultats à ceux de l'article de G. Laffont *et al.* [97]. Ces derniers ont étudié la réponse des réseaux régénérés à 900°C sous rayons X à température ambiante et ils ont observé qu'à 100 kGy le décalage de la longueur d'onde de Bragg est d'environ 55 pm. Comme nous l'avons montré précédemment (cf. Chapitre IV.I.1) pour les réseaux de type I plus le traitement thermique est important plus le décalage de la longueur d'onde de Bragg est important. Or cette conclusion semble s'appliquer aussi pour le recuit thermique permettant la régénération du réseau. Cependant il existe d'autres différences entre les deux études comme la technique d'inscription des RdBs ou l'énergie des rayons X ; ces dernières sont listées dans le tableau IV.1. Ces différences peuvent expliquer qu'à une dose de 100 kGy, seulement 10 pm d'écart entre les mesures de la longueur d'onde de Bragg effectuées par Laffont *et al.* et dans cette thèse ont été enregistrés.

Fibre	**Ge Régénération**	**SMT-A1310H**
Laser d'inscription	Laser Argon (244 nm)	Laser pulsé KrF (248 nm)
Technique d'interférence	Masque de Phase	Miroir de Lloyd
Température de Régénération	750°C	900°C
Irradiation :	Moperix	Accélérateur linéaire
Rayons X	E = ~45 keV	E = ~9 MeV

Tableau IV.1 Résumé des irradiations menées dans ce manuscrit et dans l'article de Laffont et al. [97]

IV.1.3 Stabilisation des réseaux de type II

Il a été démontré par A. Morana *et al.* [151] que certains réseaux de type II ayant subi un traitement thermique à 750°C pendant 15 min sont stables sous radiations avec des décalages de la longueur d'onde de Bragg inférieurs à 10 pm – à une dose de 1,5 MGy et à une température

de 230°C – alors que des réseaux non recuits présentent des variations de la longueur d'onde de Bragg de plusieurs dizaines de picomètres pour les mêmes conditions d'irradiation [21]. Cependant les gaines de protection dérivées des polymères ne résistent pas aux recuits à hautes températures où certains revêtements métalliques (or) peuvent résister. Il est alors nécessaire de tester des températures de recuit thermique plus faibles, pour contrer les deux problèmes décrits ci-dessus. Dans cette partie, nous avons irradié à un débit de dose de 9 Gy/s jusqu'à 180 kGy à température ambiante, des réseaux de type II inscrits sur la fibre PSC #1, dont un groupe a été traité à 450°C pendant 8 h puis 400°C pendant 8 h – étape de vérification – et l'autre groupe à 750°C pendant 15 min, selon la procédure décrite dans la partie III.5.2.

Traitement Thermique : 450°C pendant 8 h

Deux réseaux traités à 450°C ont été irradiés à température ambiante. Ainsi, le déplacement de la longueur d'onde de Bragg (figure IV.5.a) a été au maximum de 6 pm – vers le rouge – pour RdB #1 et de 4 pm – vers le bleu – pour RdB #2. Dans les deux cas, l'erreur sur la mesure de température est inférieure à 0,6°C. Lors de la guérison, le déplacement de la longueur d'onde de Bragg est très faible pour les deux réseaux (1 pm).

L'amplitude réfléchie des deux RdBs varie de moins de 2 % lors de l'irradiation et se stabilise lors de la guérison. Ce phénomène a déjà été observé sur des réseaux de Bragg de type II par A. Morana [21]. Dans sa thèse (figure 5.6) l'auteur observe une augmentation de l'amplitude de 1 dB pour des réseaux soit 6 % à 760 kGy. Cependant il existe plusieurs différences entre les réseaux étudiés dans ce manuscrit et dans le mémoire d'Adriana Morana. En effet ses réseaux ont été inscrits dans une fibre germanium – contre une fibre en cœur de silice pure dans notre cas. Ils n'ont pas été traités thermiquement et présentent une variation de la longueur d'onde de Bragg de 20 pm pour des doses inférieures à 250 kGy contre moins de 6 pm dans notre cas. En ce qui concerne la largeur à mi-hauteur, dans notre cas elle augmente très légèrement de 4 pm alors que dans la thèse d'Adriana Morana elle diminue de 5 pm. En ce qui concerne les réseaux de type II inscrits dans une fibre dont le cœur est en silice pure et sans recuit le décalage de la longueur d'onde de Bragg sous radiation à température ambiante à une dose totale de 250 kGy est supérieur à 10 pm [144].

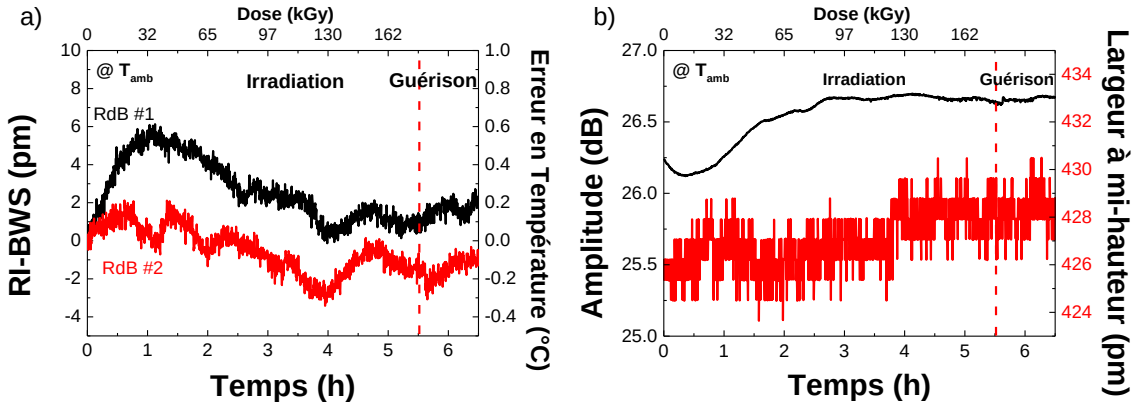

Figure IV.5 : Irradiation (9 Gy/s jusqu'à 180 kGy) de deux réseaux de type II traités à 450°C pendant 8 h, a) variation de la longueur d'onde de Bragg pour les réseaux RdB #1 (noir) et #2 (rouge), b) variation de l'amplitude en réflexion (noir) et de la largeur à mi-hauteur (rouge) pour le RdB #1. Des résultats similaires ont été obtenus pour le RdB #2

Traitement Thermique : 750°C pendant 15 min

Les réseaux traités à 750°C pendant 15 min ont été irradiés dans les mêmes conditions (9 Gy/s à température ambiante). Les résultats sont présentés dans la figure IV.6. La longueur d'onde de Bragg pour les deux réseaux testés se décale d'au maximum 5 pm. Ces valeurs sont similaires à celles trouvées précédemment (6 pm) avec un traitement thermique plus faible.

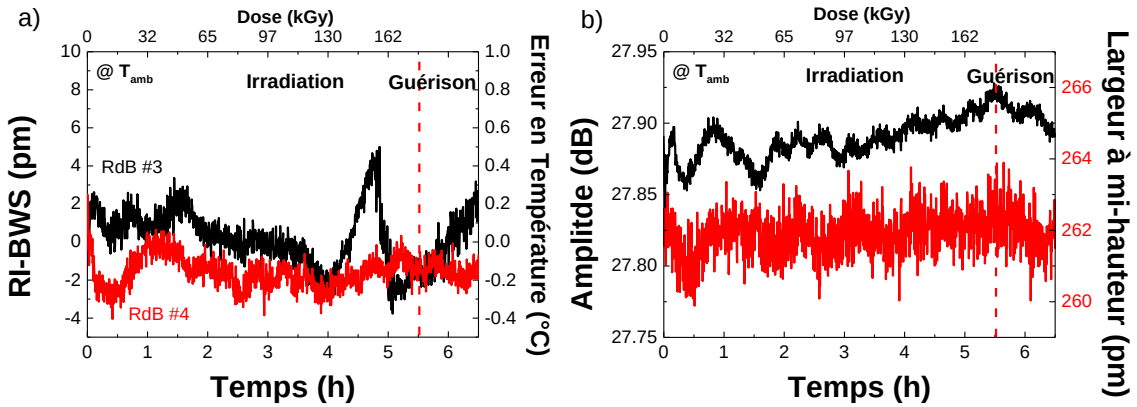

Figure IV.6 : Irradiation (9 Gy/s jusqu'à 180 kGy) de deux réseaux de type II traités à 750°C pendant 15 min, a) variation de la longueur d'onde de Bragg pour les réseaux RdB#3 (noir) et #4 (rouge), b) variations de l'amplitude en réflexion et de la largeur à mi-hauteur pour le RdB#4

L'amplitude en réflexion pour les deux réseaux varie de moins de 1 %, tandis que la largeur à mi-hauteur reste constante à 262 pm (figure IV.6.b) et celle du RdB #3 augmente de 5 %. Cela est principalement dû à une anomalie au bout de 5 heures d'irradiation. Cette

anomalie est visible sur l'évolution de la longueur d'onde de Bragg (figure IV.6.a), qui varie abruptement de 6 pm, et qui est causée par un changement brutal du bruit sur le spectre. Lors de la guérison la variation de la longueur d'onde de Bragg est inférieure à 4 pm, pour les deux réseaux.

Au vu des résultats, les réseaux recuits à une température de 750°C sont stables sous irradiation (180 kGy) à température ambiante avec une erreur équivalente pour une mesure de température inférieure à 0,5°C (5 pm). Pour de tels niveaux de dose, les réseaux traités à 450°C pendant 8 h permettent donc d'obtenir le même résultat à température ambiante sans fragiliser la fibre.

IV.1.4 Comparaison des types de réseaux

Pour des réseaux de type I : plus le traitement thermique est long ou chaud, plus le décalage de la longueur d'onde de Bragg sous radiation est important avec une variation comprise entre 75 et 100 pm à 100 kGy pour des réseaux inscrits sur la fibre SMF-28e hydrogénée.

Les réseaux de type R, quant à eux montrent deux comportements distincts sous rayons X : tout d'abord une variation rapide de leur longueur d'onde de Bragg (~35 pm) pour des doses inférieures à 30 kGy et une variation beaucoup plus lente pour des doses supérieures à 100 kGy. La variation de la longueur d'onde de Bragg est de 35 pm à 30 kGy et de 100 pm à 1 MGy. De plus dans ce cas, les traitements thermiques à faibles températures (< 300°C) n'ont aucun effet sur la réponse du réseau sous X.

Les réseaux de type II sont les plus prometteurs, puisqu'ils présentent une variation de la longueur d'onde de Bragg inférieure à 5 pm à 180 kGy, que ce soit pour des réseaux traités à 450°C pendant 8 h ou 750°C pendant 15 min.

IV.2 Influence de la pré-irradiation

Nous venons d'étudier l'influence des traitements thermiques avant l'irradiation mais il est intéressant d'étudier l'influence d'une pré-irradiation sur la réponse à une seconde irradiation des réseaux. Dans cette partie, les réseaux ont tous été interrogés avec le système Tunics/CT-400.

IV.2.1 Effet de la pré-irradiation sur les réseaux de type I

Un réseau de type I inscrit sur la fibre SMF-28e pré-hydrogénée puis traité à 100°C pendant 69 h a été irradié une première fois à une dose totale de 1,5 MGy avec un débit de dose de 5 Gy/s (figure IV.7). A la fin de l'irradiation le déplacement de la longueur d'onde de Bragg est de 135 pm à la dose maximale, équivalent à une erreur de 13,5°C pour un capteur de température. Une stabilisation de la longueur d'onde de Bragg est observée entre 1 MGy et 1,5 MGy, avec un décalage de seulement 2 pm (0,2°C).

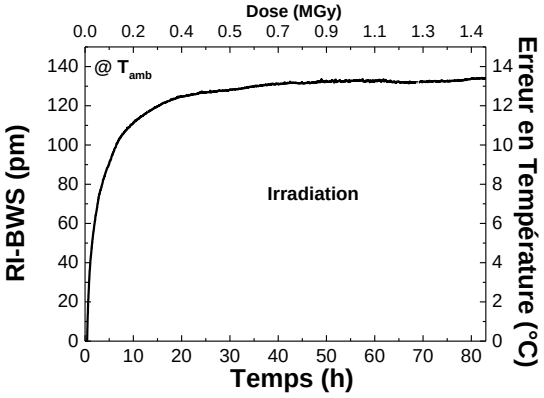

Figure IV.7 : Irradiation jusqu'à une dose totale de 1,5 MGy à un débit de dose de 5 Gy/s d'un réseau de Bragg de type I

Après l'irradiation X nous avons laissé le réseau guérir à l'air libre pendant 247 h (~10 jours). Pendant cette phase la longueur d'onde de Bragg s'est décalée vers le bleu de 36 pm (figure IV.8). Le réseau a de nouveau été irradié à 5 Gy/s jusqu'à 1,5 MGy soit une dose totale de 3 MGy. Nous observons de nouveau un déplacement de la longueur d'onde de Bragg d'environ 36 pm pour atteindre 135 pm au bout de 4 h – 72 kGy. A la dose accumulée de 3 MGy, la longueur d'onde de Bragg est toujours de 135 pm. Après cette seconde irradiation nous avons de nouveau laissé le réseau à l'air ambiant pendant 309 h (~12 jours).

De nouveau la variation de la longueur d'onde de Bragg vaut 87 pm à 247 h (10 jours) après la fin de la deuxième irradiation et 85 pm au bout de 309 h. Ainsi par rapport à la première irradiation le réseau semble guérir plus vite – 99 pm au bout de 247 h lors de la première contre -87 pm lors de la seconde. De plus la variation de la longueur d'onde de Bragg à 3 MGy est identique à celle atteinte à 1,5 MGy.

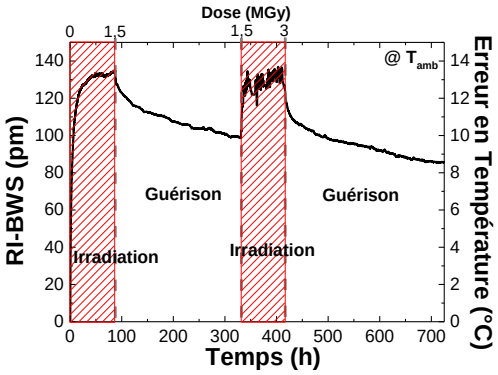

Figure IV.8 : Irradiation jusqu'à une dose accumulée de 3 MGy à un débit de dose de 5 Gy/s d'un réseau de Bragg de type I.

Ainsi pour un réseau de type I inscrit dans une fibre germanosilicate, la pré-irradiation – jusqu'à 1,5 MGy – réduit le décalage de la longueur d'onde de Bragg pour une deuxième irradiation mais la longueur d'onde de Bragg ne se stabilise pas pendant la guérison, même après plus de 300 h.

IV.2.2 Influence de la pré-irradiation sur les réseaux de type R

Le réseau RdB-R #1 irradié jusqu'à 100 kGy dont les résultats sont montrés dans la partie IV.1.2 a été ré-irradié jusqu'à 2 MGy à 10 Gy/s. Pour des doses inférieures à 36 kGy – soit 1 h d'irradiation – la longueur d'onde du réseau sans prétraitement se déplace de 41 pm, contre seulement 28 pm pour le réseau pré-irradié (figure IV.9.a). De plus nous observons que dès le début de l'irradiation le réseau pré-irradié se décale moins que le réseau non-irradié et que la longueur d'onde du réseau pré-irradié semble stable à 28 pm.

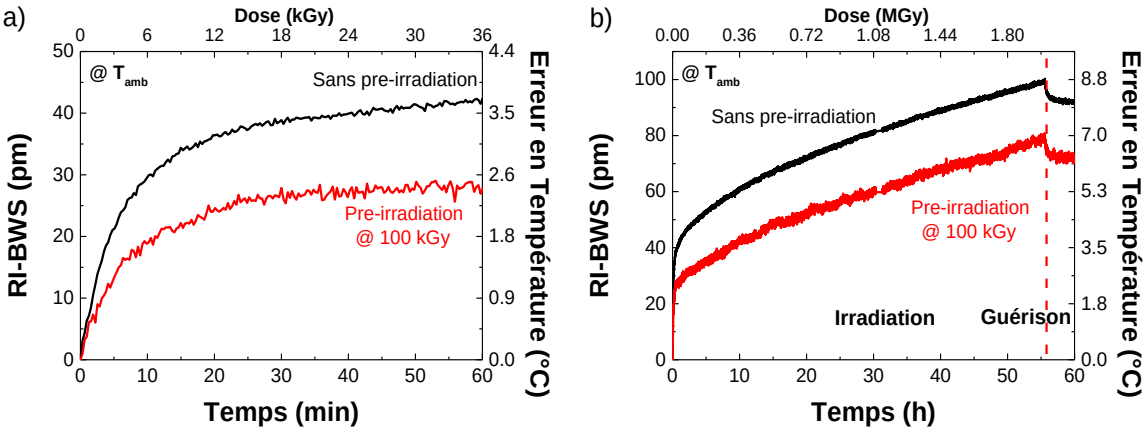

Figure IV.9 : Irradiation à débit de dose de 10 Gy/s de deux réseaux, l'un sans pré-irradiation (noir) et l'autre avec une pré-irradiation à 100 kGy (rouge) jusqu'à une dose totale de 36 kGy a) et 2 MGy b)

Cependant lorsque la dose totale atteint 2 MGy (figure IV.9.b) la longueur d'onde de Bragg du réseau pré-irradié vaut 80 pm contre 100 pm pour le réseau non-irradié. Ainsi, le seul effet de la pré-irradiation est la diminution du décalage de la longueur d'onde au début de l'irradiation. Il est à noter que la longueur d'onde de Bragg pour des doses supérieures à 100 kGy varie plus rapidement pour les réseaux sans pré-irradiation.

IV.2.3 Conclusion

La pré-irradiation semblait être une possibilité pour stabiliser les réseaux de Bragg sous radiation. Cependant, pour les réseaux de type I nous avons observé qu'entre les deux séquences d'irradiation à 1,5 MGy la longueur d'onde de Bragg du réseau se déplace vers le bleu alors que sous irradiation elle se déplace vers le rouge. De plus pour les deux irradiations consécutives à température ambiante, le déplacement sature à 135 pm. Mais le décalage « relatif » de la longueur d'onde de Bragg est plus faible pour la deuxième irradiation. Néanmoins durant la seconde phase de guérison, la longueur d'onde de Bragg ne se stabilise toujours pas.

En ce qui concerne la pré-irradiation pour les réseaux de type R, cette dernière ne stabilise pas le réseau même si elle diminue le décalage de la longueur d'onde de Bragg. En effet à 2 MGy le réseau pré-irradié présente un déplacement, sous rayons X à température ambiante, de 80 pm (équivalent à ~7°C) contre 100 pm (8,8°C). La différence de valeur vient du début de l'irradiation, en effet, pour une dose de 36 kGy, la longueur d'onde de Bragg du réseau pré-irradié se déplace moins (15 pm) que celle du réseau non-irradié.

Pour les réseaux de type II, il n'est pas nécessaire d'étudier la pré-irradiation puisque les réseaux qui ont été traités thermiquement à 450°C ou 750°C sont déjà stables (± 5 pm) sous radiations jusqu'à 200 kGy. De plus A. Morana *et al.* [144] ont démontré qu'à une dose de 180 kGy, le réseau traité à 350°C présente un décalage de la longueur d'onde de Bragg supérieur à 10 pm, ce qui est deux fois plus important que les déplacements observés avec le traitement thermique à 450°C (8 h) irradié à une dose identique. Dans ce même article les auteurs ont montré que pour les réseaux traités à 750°C pendant 15 min, la variation de la longueur d'onde de Bragg est de 10 pm à 1,5 MGy. Pour les phases successives d'irradiation – jusqu'à 3 MGy – et de guérison, les variations de la longueur d'onde restent comprises dans un intervalle de 5 pm.

IV.3 Influence de la gaine de protection en acrylate sur des réseaux de type I

Lors de l'inscription, la gaine polymère de protection est enlevée ce qui fragilise la fibre à l'emplacement du réseau. Pour pallier ce problème il est possible de mettre en place un nouveau revêtement sur les réseaux. Comme nous l'avons vu dans le chapitre III.5.2.b, nous avons testé la stabilité thermique des réseaux de Bragg regainés à 50°C pendant 12 h. Cependant, l'influence de la nouvelle gaine de protection sur la réponse des RdBs aux radiations n'est pas connue. Contrairement à précédemment, tous les réseaux ont été interrogés avec le NI PMA 1115.

IV.3.1 Irradiations avec revêtement

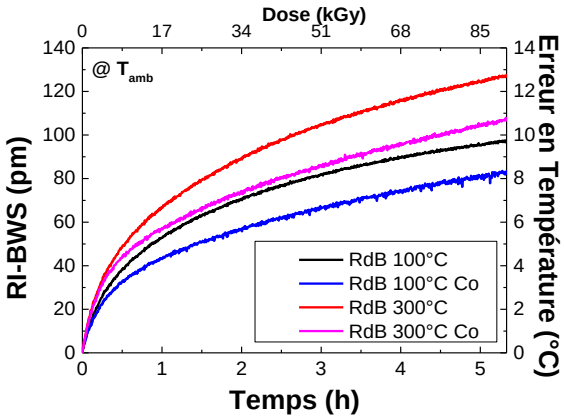

Figure IV.10 : Variation de la longueur d'onde de Bragg moyennée sur les trois réseaux sous radiations X à un débit de dose de 5 Gy/s jusqu'à une dose totale de 100 kGy sur deux lignes de RdBs traitées à 100°C pendant 69 h sans revêtement (noir), avec revêtement (bleu), et deux lignes de RdBs traitées à 300°C pendant 17 min sans revêtement (rouge) et avec revêtement (rose)

Nous avons irradié à 5 Gy/s jusqu'à 100 kGy quatre ligne de réseaux de Bragg. En effet sur chaque ligne de RdBs trois réseaux ont été inscrits en série l'un à côté de l'autre, mais à trois longueurs d'onde de Bragg différentes. Deux lignes de réseaux ont été traitées à 100°C pendant 69 h et sur l'une des deux un nouveau revêtement a été appliqué, puis un nouveau recuit thermique a été effectué sur les deux lignes (50°C pendant 12 h). Les deux autres lignes de réseaux ont été traités à 300°C pendant 17 min et comme précédemment un nouveau revêtement a été appliqué sur l'une d'entre elle et les deux lignes ont subi le même traitement thermique de 50°C pendant 12 h. Ce dernier recuit vise à améliorer la stabilité thermique du revêtement [184].

Comme nous l'avons montré précédemment (figures IV.1 & IV.10) les réseaux traités à 100°C pendant 69 h ont un déplacement de la longueur d'onde de Bragg inférieur à ceux traités à 300°C. Les réseaux regainés présentent un décalage de la longueur d'onde de Bragg inférieur aux RdBs sans revêtement. En effet pour les réseaux traités à 100°C à 100 kGy, nous observons un décalage moyen de 82 pm pour les réseaux avec revêtement et 97 pm pour les réseaux sans revêtement, soit une réduction de 15 %. En ce qui concerne les réseaux traités à 300°C le décalage de la longueur d'onde de Bragg induit par les radiations à 100 kGy est de 108 pm pour le réseau avec revêtement et 127 pm sans, soit une variation similaire de l'ordre de 15 %.

Pour expliquer ce phénomène, trois hypothèses peuvent être émises : soit le revêtement acrylate vient stopper une partie des rayons X sur le réseau, soit la lumière UV émise lors du processus de polymérisation vient changer les propriétés du réseau, comme supposé par H. Henschel *et al.* [153], soit le revêtement acrylate contraint indirectement le réseau, comme proposé par A. Gusarov *et al.* [87]. La différence majeure entre les articles d'A. Gusarov et de H. Henschel, est que ce dernier démontre que le revêtement vient accroitre le déplacement de la longueur d'onde de Bragg sous radiation γ par rapport à un réseau sans gaine de protection alors que les résultats d'A. Gusarov se rapprochent à ceux de ce manuscrit, i.e. le déplacement, sous rayons γ, de la longueur d'onde de Bragg est moins important pour des réseaux revêtus que non-revêtus.

IV.3.2 Influence du revêtement : effet de protection ?

Pour vérifier si le revêtement peut arrêter une partie significative des rayons X de l'irradiateur MOPERIX, il est nécessaire de calculer l'absorption d'un matériau traversé par le rayonnement définie par la formule suivante [197], [198] :

$$\frac{I}{I_0} = -e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho \cdot e_p} \qquad \text{II.25}$$

où I est l'intensité du rayonnement après une épaisseur e_p du matériau, I_0 est l'intensité initiale, μ/ρ est le coefficient d'atténuation massique et ρ est la densité du matériau traversé. La valeur des coefficients peut être trouvée sur le site internet du *NIST* [198] pour la silice et le *PMMA* (*Polyméthacrylate de Méthyle*) qui est un type d'acrylate.

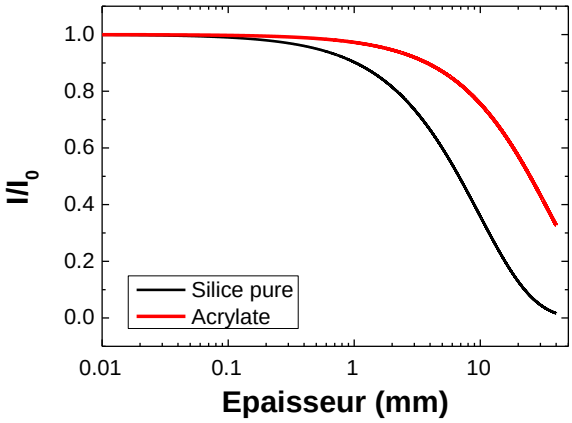

Figure IV.11 : Atténuation des rayons X (40 keV) en fonction de l'épaisseur de silice (noir) ou du PMMA (rouge)

Les résultats sont donnés dans la figure IV.11, où nous observons que l'absorption des rayons X est plus élevée pour la silice que pour l'acrylate. En effet pour une épaisseur de 100 µm 98,9 % des rayons X passent à travers la silice alors que pour la même épaisseur d'acrylate 99,7 % des rayons passent. Ainsi, pour un revêtement en acrylate de 62,5 µm, il n'y a aucun effet de protection des rayons X. Pour une fibre optique de 250 µm de diamètre – 125 µm de silice et 2 x 62,5 µm d'acrylate – l'atténuation des radiations X maximale est inférieure à 2 %.

IV.3.3 Influence du revêtement : effet de la polymérisation ?

Pour savoir si la polymérisation sous UV a un effet sur le RdB nous avons appliqué entre 1 et 3 cycles de polymérisation avec et sans acrylate sur des lignes de trois réseaux de type I consécutifs. Nous avons ensuite effectué un traitement thermique sur tous les réseaux à une température de 50°C pendant 12 heures pour stabiliser le nouveau revêtement. Enfin, nous avons irradié jusqu'à 100 kGy à 5 Gy/s les réseaux de Bragg.

La figure IV.12 présente les décalages de la longueur d'onde de Bragg moyennés – sur au minimum trois réseaux – à 100 kGy pour des réseaux ayant subis entre 1 et 3 cycles de polymérisation avec et sans acrylate. Il est à noter que le réseau sans cycle de polymérisation n'a pas de revêtement. Les réseaux sans revêtement présentent un décalage de la longueur d'onde de Bragg identique quels que soit le nombre de cycles de polymérisation subi. A l'inverse le comportement des réseaux sous radiation avec revêtement dépend du nombre de cycles de polymérisation. En effet pour les réseaux ayant subi 1 ou 2 cycles de polymérisation, le décalage de la longueur d'onde de Bragg est d'environ 80 pm – contre 97 pm pour les RdBs

sans revêtement – et pour les réseaux ayant subis 3 cycles de polymérisation, le décalage est d'environ 103 pm soit une augmentation d'environ 10 % – contre une diminution de 15 % avec 1 ou 2 cycles de polymérisation. En conclusion, le décalage de la longueur d'onde de Bragg de réseaux revêtus dépend du nombre de cycle de polymérisation alors que les réseaux nus ne présentent aucune dépendance vis-à-vis des cycles. Ainsi, ces cycles de polymérisation sans acrylate n'ont aucune influence sur le comportement sous radiation du réseau lui-même.

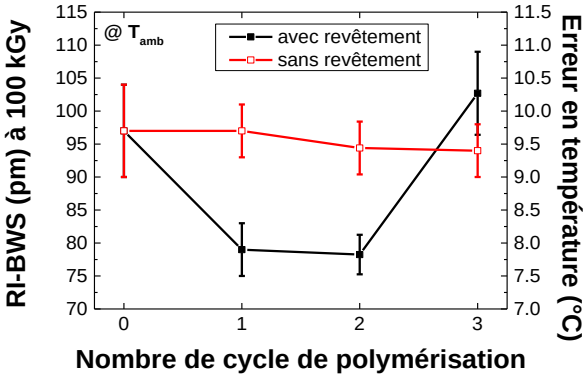

Figure IV.12 : Variation de la longueur d'onde de Bragg moyennée sur trois réseaux à une dose de 100 kGy (5 Gy/s) pour des lignes ayant subis entre 0 et 3 cycles de polymérisation avec revêtement (carré noir) et sans revêtement (carré vide rouge). L'incertitude sur les mesures a été calculée suivant l'écart type

H. Henschel *et al.* [153] ont étudié l'effet de différent revêtements dont l'acrylate, sur des réseaux de type I inscrits avec un laser pulsé KrF, dont la longueur d'onde est de 248 nm sur des fibres SMF-28 hydrogénées. Les réseaux ont subi un premier traitement thermique à 240°C pendant 3 min, puis une partie d'entre eux ont été regainés et enfin tous les réseaux ont subi un deuxième traitement thermique à 100°C pendant 72 h. Les auteurs ont testé la réponse sous radiation de réseaux sans revêtement, de réseaux regainés et de réseaux regainés dont la nouvelle gaine a été retirée avant l'irradiation. Les résultats de cette étude montrent que les réseaux sans revêtement ont un déplacement de la longueur d'onde de Bragg induit par les radiations inférieur aux réseaux qui ont un revêtement ou aux RdBs dont le nouveau revêtement a été enlevé avant l'irradiation. Ainsi, les auteurs ont conclu que la lumière UV émise pendant la polymérisation de l'acrylate était responsable du décalage plus important sur les réseaux avec gaine de protection.

Cependant, nos résultats montrent que la réponse aux radiations des réseaux dépend du nombre de cycles de polymérisation. Quand trois cycles sont effectués le décalage de la

longueur d'onde de Bragg est plus important qu'un réseau sans revêtement, retrouvant ainsi les mêmes caractéristiques que Henschel et *al.*[153].

IV.3.4 Influence du revêtement : effet de la contrainte ?

Ainsi la seule hypothèse restante propose que les radiations modifieraient l'état de polymérisation du revêtement ce qui ferait varier la contrainte qu'il induit sur le RdB. Pour valider notre hypothèse, nous avons déduit le coefficient de sensibilité thermique avant/après irradiation pour tous les réseaux précédents suivant le nombre de cycle de polymérisation et la présence de revêtement.

Revêtement		**Non**	**Non**	**Non**	**Non**	**Oui**	**Oui**	**Oui**
Cycles de Polymérisation		0	1	2	3	1	2	3
C_t (pm/°C)	**Avant Irradiation**	10,3	10,3	10,5	10,3	10,4	10,4	10,5
	Après Irradiation	10,1	10,1	10,1	10,1	12,7	12,0	12,0

Tableau IV.2 : Coefficients thermiques avant/après irradiation pour les réseaux avec et sans revêtements

Tous les réseaux sans revêtement présentent un coefficient thermique similaire (tableau IV.2) avant/après irradiation avec une variation maximale pour le réseau sans revêtement et avec 2 cycles de polymérisation inférieure à 4 %. Ainsi pour les réseaux sans revêtement leurs coefficients thermiques sont insensibles aux cycles de polymérisation et à l'irradiation. Cependant les réseaux avec revêtement ont un coefficient thermique d'environ 10,4 pm/°C similaire aux RdBs sans revêtement avant irradiation, alors qu'après irradiation les coefficients thermiques sont d'environ 12 pm/°C, soit une augmentation minimale de 14 %.

Nous avons démontré que le revêtement acrylate ne protège pas le réseau des radiations et que la lumière UV utilisée lors de la polymérisation ne modifie pas la réponse du réseau sous radiation. Le calcul du coefficient thermique avant/après irradiation nous permet de conclure que les radiations polymérisent le revêtement et modifient la contrainte qu'il applique sur le RdB.

IV.4 Influence des dopants de la fibre

Pour vérifier s'il est possible d'établir un lien entre la composition de la fibre et la tenue aux radiations du réseau, nous avons étudié l'influence de la composition sur des réseaux de type I et de type II sous rayons X.

Nous avons inscrit des réseaux dans les fibres dopées au germanium – 5wt % pour la SMF-28 ou 15 wt% pour la fibre Ge+ ainsi que dans une fibre co-dopée bore-germanium – de concentration 5 wt% et 15 wt% – dans une fibre co-dopée phosphore-cérium – de concentration 8 wt% et < 1 wt%. Les fibres dopées au germanium et co-dopée P/Ce ont été pré-hydrogénées alors que la fibre co-dopée B/Ge n'a pas été pré-hydrogénée en raison de sa haute photosensibilité. Nous n'avons pas inscrit de réseau sur les fibres dopées au phosphore car ces dernières sont très peu photosensibles. Les réseaux ont été inscrits via le montage de Lloyd avec le laser UV continu à 244 nm. Tous les réseaux ont été traités thermiquement à 120°C pendant 8 h avant une irradiation à 60 Gy/s jusqu'à 3 MGy. Comme précédemment, les spectres des réseaux ont été enregistrés avec le système NI PMA 1115.

IV.4.1 Influence de la composition sur les RdBs de type I

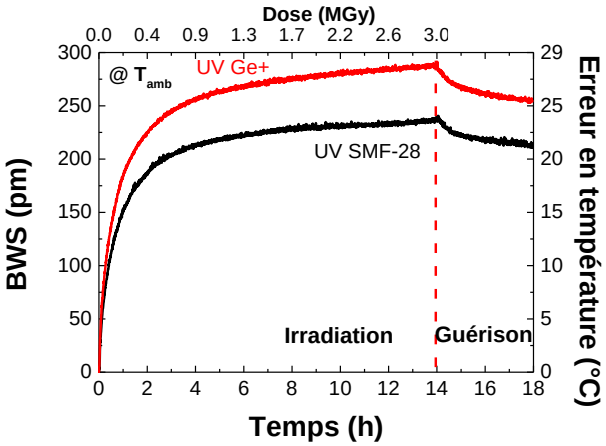

Figure IV.13 : Réponse de réseaux de type I inscrits dans la fibre SMF-28e (noir) et la fibre Ge+ (rouge) lors d'une irradiation X à 60 Gy/s jusqu'à 2 MGy.

La figure IV.13 montre le décalage de la longueur d'onde de Bragg induit par des rayonnements X sur deux réseaux de type I inscrits avec un laser UV sur deux fibres : la SMF-28e et la fibre Ge+. Les deux réseaux ont subi un traitement thermique à 120°C pendant 8 h. Un décalage de la longueur d'onde de Bragg plus important est observé pour le réseau inscrit dans la fibre Ge+ (288 pm) comparé au réseau inscrit dans la fibre SMF-28e. Ainsi pour la

même technique d'inscription, plus la concentration en germanium est élevée plus le décalage de la longueur d'onde de Bragg semble important.

Nous avons aussi irradié les réseaux inscrits avec le laser UV continu sur les fibres B/Ge et P/Ce (figure IV.14) et nous observons que le réseau inscrit sur la fibre B/Ge a la même allure que les réseaux inscrits sur les fibres germanosilicates (SMF-28 et Ge+) ; ces derniers présentent un décalage de la longueur d'onde de Bragg à une dose de 3 MGy de respectivement 235 pm et 288 pm, plus important que celui du réseau B/Ge (106 pm). De plus sa concentration de germanium est de 10 wt%, ce qui place cette fibre entre la SMF-28 (5 wt%) et la fibre dopée Ge+ (15 wt%). Ce décalage plus faible sur la fibre dopée B/Ge est surement dû à la technique d'inscription ; en effet seul ce réseau a été inscrit sur une fibre non pré-hydrogénée. Or dans le chapitre II.2.3.d nous avons observé que les réseaux inscrits sur des fibres non pré-hydrogénées présentent un décalage de la longueur d'onde de Bragg sous irradiation plus faible que ceux inscrits sur les fibres hydrogénées.

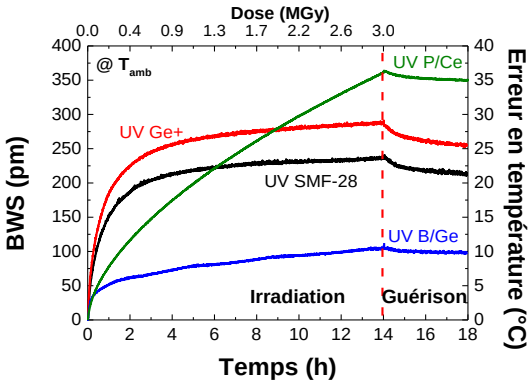

Figure IV.14 : Irradiation X à un débit de dose de 60 Gy/s jusqu'à 3 MGy de quatre réseaux de type I inscrits sur la fibre SMF-28e, B/Ge+, B/Ge et Phosphore/Cérium (P/Ce)

Le réseau inscrit sur la fibre P/Ce se décale de 363 pm à 3 MGy, ce qui en fait le RdB le plus sensible parmi ceux présentés sur la figure IV.14. Cependant, pour des doses inférieures à 1 MGy, il présente une meilleure tenue que ceux inscrits dans les fibres SMF-28 ou Ge+. Il est à noter que le comportement du réseau inscrit sur la fibre P/Ce diffère des autres RdBs, puisqu'aucune stabilisation n'est observée jusqu'à une dose totale de 3 MGy. Pour une même technique d'inscription, il semble possible que les réseaux soient résistant aux radiations ou non, suivant le type de dopants présents dans la fibre. Ces résultats sont similaires à l'article de Henschel *et al.* [141] détaillé dans la partie II.2.3.c dans lequel les auteurs ne trouvent aucune relation entre la composition de la fibre – ou la RIA – et la réponse du réseau aux radiations.

IV.4.2 Influence de la composition de la fibre optique sur la réponse des RdB de type II

De la même façon que précédemment, nous avons irradié quatre réseaux de type II inscrits avec le laser femtoseconde dans quatre fibres différentes : la fibre SMF-28e, une fibre dopée au fluor (F), une au phosphore (P) et la dernière co-dopée Phosphore-Cérium, identique à la fibre utilisé dans la partie précédente. Un recuit de 120°C pendant 8 h a été réalisé sur tous les réseaux. Après l'irradiation, les réseaux ont été traités au four à haute température (< 700°C) pour prouver que nous étions en présence de RdBs de type II.

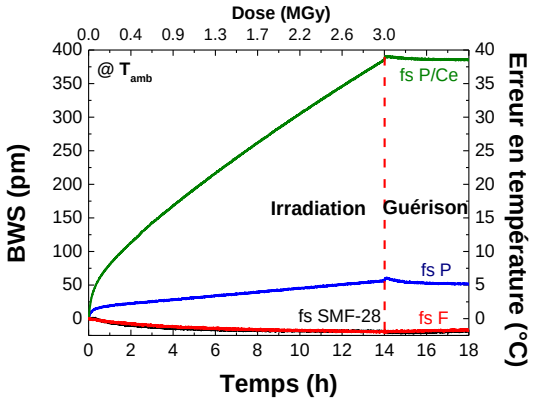

Figure IV.15 : Irradiation X à un débit de dose de 60 Gy/s jusqu'à une dose totale de 3 MGy de quatre réseaux de type II inscrit sur la fibre SMF-28e, Fluor (F), Phosphore(P) et Phosphore/Cérium (P/Ce)

Les réseaux de type II inscrits sur les fibres SMF-28 et F présentent des déplacements similaires de la longueur d'onde de Bragg à 3 MGy : 18 pm vers le bleu (1,8°C). Ainsi la réponse d'un RdB dans une fibre résistante aux radiations (F) est identique à la réponse d'un réseau dans une fibre plus sensible aux radiations (Ge), la RIA dans une fibre dopée au fluor est aux alentours de 36 dB/km à 3 MGy à une longueur d'onde de 1550 nm contre 250 dB/km pour une fibre dopée au germanium [12].

En ce qui concerne les réseaux inscrits sur les fibres P et P/Ce, le déplacement de la longueur d'onde de Bragg est de respectivement 60 pm et 387 pm à la dose maximale. Ainsi, nous observons que le phosphore détériore la tenue des réseaux de Bragg de type II sous X. Il a déjà été démontré plusieurs fois par ailleurs que le phosphore augmente fortement la RIA dans les fibres avec des atténuation à 1550 nm de l'ordre de 10^5 dB/km à une dose totale de 0,97 MGy [15]. Il est à noter que l'ajout de Cérium dans la fibre dégrade la réponse du réseau

de Bragg, puisque la longueur d'onde de Bragg vaut 387 pm or dans les fibres co-dopées P/Ce l'ajout de ce deuxième dopant réduit la RIA à 1550 nm mais à l'inverse augmente drastiquement la RIA à 400 nm – $4 \cdot 10^6$ dB/km à 1 MGy [15].

Il est donc préférable d'inscrire des réseaux de type II dans des fibres dopées germanium ou fluor [144] que sur des fibres avec du phosphore si nous envisageons de réaliser des capteurs résistants aux radiations.

IV.5 Conclusion

Pour des réseaux de type I nous avons montré que plus le traitement thermique est effectué à une température élevée – pour une durée identique – plus le déplacement de la longueur d'onde de Bragg sous radiation est important. Nous arrivons à la même conclusion quand la température reste constante, mais pour une durée du traitement qui augmente. Nous avons aussi démontré qu'une pré-irradiation à haute dose – 1,5 MGy – ne stabilise pas le réseau de Bragg, puisque durant la guérison entre les deux irradiations la longueur d'onde de Bragg se décale de plusieurs dizaines de picomètres sans se stabiliser. Il est à noter que le décalage du pic de Bragg lors de la première irradiation est supérieur au décalage lors de la deuxième irradiation et que celui-ci dépend de la durée de la guérison, i.e. plus le temps de guérison est long plus le deuxième décalage est élevé.

En ce qui concerne les réseaux de type R, ils présentent un comportement différent des réseaux de type I, puisque la longueur d'onde de Bragg varie rapidement au début de l'irradiation (< 30 kGy) puis pour des doses supérieures, elle continue de varier linéairement mais avec une pente plus douce qu'au début de l'irradiation. De plus aucun signe de stabilisation n'est observé à haute dose. En ce qui concerne le traitement thermique, si la température de celui-ci est faible devant la température de régénération, alors la réponse du réseau sous radiation reste inchangée. L'influence de la pré-irradiation est minimale, puisqu'elle ne permet pas de stabiliser les réseaux de Bragg aux doses importantes (1 MGy) mais elle réduit le décalage rapide en début d'irradiation pour des doses inférieures à 30 kGy.

Pour les réseaux de type II, nous avons observé sur les fibres en cœur de silice pure qu'un traitement thermique à 450°C pendant 8 h – plus une vérification à 400°C pendant 8 h – donne la même stabilité – des variations de la longueur d'onde de Bragg inférieur à 6 pm – face

aux radiations X – à température ambiante – qu'un traitement thermique à 750°C pendant 15 min.

Nous avons montré que sur des réseaux de type I, l'ajout d'une gaine de protection en acrylate modifie le comportement de la longueur d'onde de Bragg sous radiation par rapport à un réseau sans revêtement. Ce phénomène est dû à la polymérisation de l'acrylate qui semble contraindre le RdB. Ainsi il est nécessaire avant d'utiliser un revêtement sous irradiation de vérifier l'influence de ce dernier sur la tenue du réseau.

Enfin, dans la dernière partie, nous avons montré que la composition de la fibre modifie la réponse du réseau de type I ou de type II sous radiations. Par exemple, les réseaux de type I inscrits sur la fibre P/Ce présentent un décalage de la longueur d'onde de Bragg plus élevé que les réseaux de type I inscrits dans la fibre SMF-28e. La même conclusion peut être faite pour des réseaux de type II. A l'inverse, les réseaux de type II inscrits sur la fibre SMF-28 et la fibre dopée Fluor présentent le même décalage de la longueur d'onde de Bragg.

Chapitre V

Influence des conditions de l'irradiation sur les réseaux de Bragg

Les chapitres précédents ont permis de caractériser l'effet d'une irradiation X sur les performances des réseaux de Bragg de types I, R et II, ainsi que l'influence sur les niveaux et cinétiques de dégradation de différents paramètres externes à l'irradiation tels que les pré-traitements des RdBs ou l'influence de la présence d'un revêtement. Dans ce dernier chapitre nous allons étudier tout d'abord l'effet du débit de dose sur les réseaux de types I, R et II. Dans un second temps nous comparerons les effets sur les RdBs des radiations X avec celui des radiations β^- (électrons) ou des protons. Enfin nous étudierons l'influence de la température (< 250°C) pendant l'irradiation sur les réseaux de types R et II. Aucune étude sur l'effet de la température durant l'irradiation ne sera menée sur les réseaux de type I puisque ces derniers s'effacent à hautes températures et ne peuvent donc pas être utilisés dans des applications combinant contraintes radiatives et thermiques.

Nous considérons dans tout le chapitre que le coefficient de sensibilité thermique ne dépend pas de l'irradiation et qu'il est donc possible de s'affranchir des fluctuations de température observées durant les tests d'irradiation.

V.1 Effet du débit de dose

Dans cette partie, nous allons étudier l'effet du débit de dose sur les différents types de réseaux (I, R et II). Pour les réseaux de type I, une comparaison avec/sans revêtement sera effectuée, afin d'étudier l'influence du débit de dose sur l'impact de la gaine de protection.

Les réseaux de types I et R ont tous été irradiés avec l'installation Moperix ($E \approx 45$ keV) alors que ceux de type II ont été irradiés avec Aracor ($E \approx 10$ keV). Les spectres des RdBs ont été enregistrés avec le NI PMA 1115 pour les réseaux de type I alors que les types R et II ont été interrogés avec la Tunics/CT-400.

V.1.1 Type I

Pour tous les résultats présentés dans cette partie, nous avons irradié des lignes de 3 réseaux de Bragg et nous avons considéré la valeur moyenne de la longueur d'onde de Bragg, la dispersion maximale des trois réseaux à un débit de dose de 50 Gy/s est de 13 pm, soit une erreur sur la mesure de moins de 10 %.

V.1.1.a Sans revêtement

Traitement Thermique à 100°C pendant 69 h

Des réseaux de type I sans gaine de protection inscrits dans la fibre SMF-28e et ayant reçu un traitement thermique de 100°C pendant 69 h (cf. Chapitre III.5.2.a) ont été irradiés jusqu'à une dose totale de 100 kGy à quatre débits de dose différents : 1 Gy/s, 5 Gy/s, 10 Gy/s et 50 Gy/s.

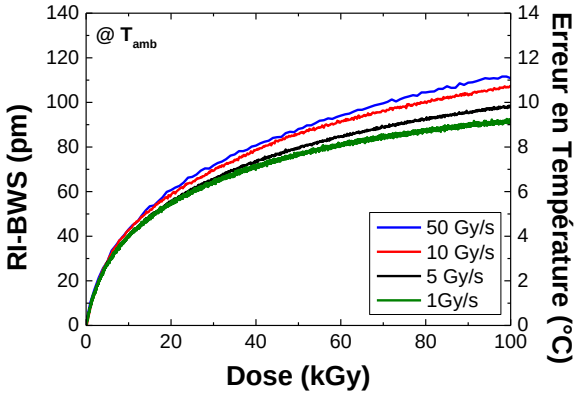

Figure V.1 : Irradiation de quatre lignes de trois RdBs prétraités à 100°C (69 h) jusqu'à une dose totale de 100 kGy à quatre débits de doses différents : 1 Gy/s (vert), 5 Gy/s (noir), 10 Gy/s (rouge) et 50 Gy/s (bleu)

A 100 kGy, le réseau qui a été soumis au plus haut débit de dose (50 Gy/s) présente un décalage en longueur d'onde de Bragg de 111 pm (figure V.1) alors que le RdB irradié au plus faible débit de dose (1 Gy/s) présente un décalage de « seulement » 92 pm soit une diminution de 21 %. Pour les réseaux irradiés aux débits intermédiaire de 5 Gy/s et 10 Gy/s le décalage est respectivement de 97 pm et 108 pm. Ainsi plus le débit de dose est élevé plus la longueur d'onde de Bragg se décale vers le rouge. Cela a déjà été observé par de nombreux groupes de recherches pour les réseaux de type I sans revêtement [85], [116], [156]. Ce phénomène est expliqué par le fait que plus le débit de dose est élevé, plus la proportion de défauts se recombinant durant l'irradiation est faible [85].

Traitement Thermique à 300°C pendant 17 min

Nous avons réalisé la même expérience que précédemment sur les réseaux ayant reçu un prétraitement à 300°C pendant 17 min. Nous observons le même phénomène que précédemment : plus le débit de dose est élevé plus la longueur d'onde de Bragg se décale vers le rouge. Pour un débit de dose de 1 Gy/s, ce décalage est de 120 pm (figure V.2) à 100 kGy contre 150 pm pour un débit de dose de 50 Gy/s soit une augmentation de 25 %, alors que pour des doses similaires les réseaux traités à 100°C (69 h) présentent une augmentation de seulement 21 %.

Nous pouvons donc conclure que plus le réseau a subi un recuit thermique important, plus celui-ci semble sensible aux variations du débit de dose. Ces résultats sont similaires à Henschel *et al.* [141], où les auteurs ont étudié l'influence d'une irradiation γ à un débit de dose de 0,9 Gy/s sur des RdBs de type I recuits soit à 100°C soit à 240°C inscrits dans la fibre SMF-28 – ou fiber Logix HNA-01 – au moyen d'un laser KrF émettant à 248 nm. De plus ce résultat est en accord avec la partie IV.1.1 de ce manuscrit où seul le débit de dose de 5 Gy/s était étudié.

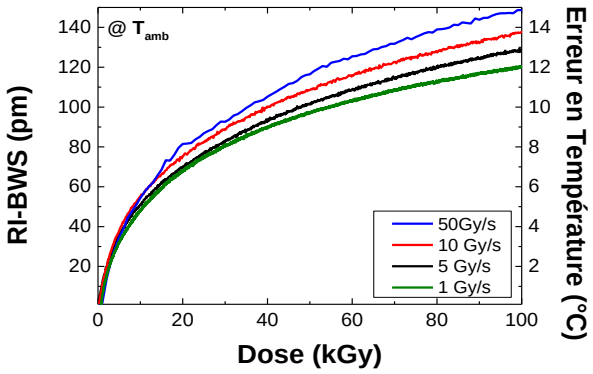

Figure V.2 : Irradiation de quatre lignes de trois RdBs prétraités à 300°C (17 min) jusqu'à une dose totale de 100 kGy à quatre débits de doses différents : 1 Gy/s (vert), 5 Gy/s (noir), 10 Gy/s (rouge) et 50 Gy/s (bleu)

V.1.1.b Avec revêtement

Traitement Thermique à 100°C pendant 69 h

Nous avons vu dans le chapitre IV.3 que l'ajout d'un nouveau revêtement sur le réseau diminuait le décalage de la longueur d'onde de Bragg sous X à température ambiante pour un débit de dose de 5 Gy/s. Cependant la réponse du réseau sans revêtement sous radiation dépend du débit de dose. Nous avons donc répété l'expérience précédente sur des réseaux sur lesquels

un nouveau revêtement de protection a été appliqué après le premier recuit à 100°C. Puis un deuxième traitement thermique à 50°C pendant 12 h a permis de stabiliser le revêtement, comme décrit dans le chapitre III.5.2.b.

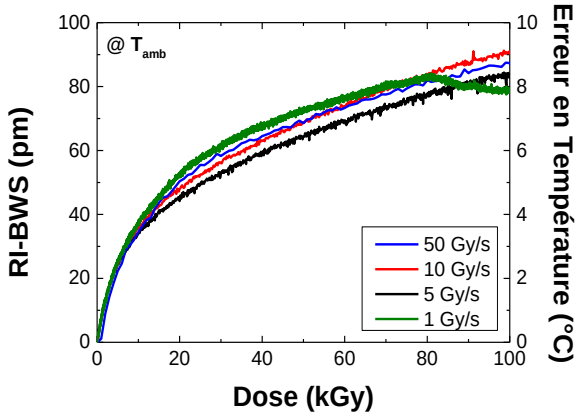

Figure V.3 : Irradiation de quatre lignes de trois RdBs prétraités à 100°C (69 h) avec un revêtement jusqu'une dose totale de 100 kGy à quatre débits de doses différents : 1 Gy/s (vert), 5 Gy/s (noir), 10 Gy/s (rouge) et 50 Gy/s (bleu)

A 100 kGy, le réseau irradié à un débit de dose de 10 Gy/s présente une augmentation de la longueur d'onde de Bragg de 91 pm (figure V.3) contre 86 pm pour le réseau irradié à 50 Gy/s, 83 pm à 5 Gy/s et 79 pm à 1 Gy/s, soit une variation de 15 % avec un débit de dose de 10 Gy/s. Cette variation est plus faible que pour les réseaux sans revêtement (21 %).

Cependant nous remarquons qu'à un débit de dose 1 Gy/s le comportement du réseau est identique au RdB irradié à 10 Gy/s jusqu'à une dose totale de 80 kGy. A cette dose le réseau – irradié à 1 Gy/s – présente une cassure. Ce phénomène peut être dû au stress du revêtement sur le RdBs qui augmente et à environ 80 kGy la contrainte de la gaine de protection se relâche, faisant diminuer la longueur d'onde de Bragg contrairement aux trois réseaux dont la contrainte sur le RdB par le revêtement ne cesse d'augmenter.

Avec cette seule mesure il est difficile de conclure quant à l'effet du débit de dose sur les RdBs avec revêtements.

Traitement Thermique à 300°C pendant 17 min

Pour tenter de conclure quant à l'effet du débit de dose sur les réseaux de Bragg avec revêtement nous avons irradié les réseaux recuits à 300°C pendant 17 min avant l'ajout d'un nouveau revêtement suivi d'un deuxième recuit à 50°C pendant 12 h.

Ainsi à 100 kGy, plus le débit de dose est élevé, plus la longueur d'onde de Bragg se décale vers le rouge (figure V.4) pour les réseaux avec revêtement avec une variation de 121 pm à 50 Gy/s, contre 103 pm à 1 Gy/s, soit une augmentation de 17 %. Comme précédemment, cette variation est plus faible sur des réseaux sans revêtement – 21 % pour les RdBs traités à 100°C et 25 % à 300°C – mais plus élevée que sur des réseaux traités à 100°C avec revêtement (15 %). Cependant, pour de faibles doses (20 kGy), l'influence du revêtement acrylate est similaire quel que soit le débit de dose avec une variation de la longueur d'onde de Bragg d'environ 60 pm.

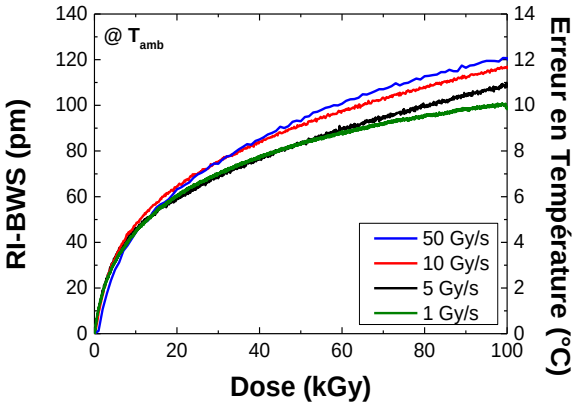

Figure V.4 : Irradiation de quatre lignes de trois RdBs prétraités à 300°C (17 min) avec un revêtement jusqu'une dose totale de 100 kGy à quatre débits de doses différents : 1 Gy/s (vert), 5 Gy/s (noir), 10 Gy/s (rouge) et 50 Gy/s (bleu)

V.1.1.c Conclusion sur l'effet du revêtement

Le revêtement présente l'avantage de protéger les réseaux de Bragg des chocs externes. Cependant l'acrylate ne semble pas être le meilleur choix. Dans le chapitre IV.3, nous avons démontré que le revêtement induit une contrainte supplémentaire sur le RdB qui peut affecter sa tenue radiative.

De plus, nous observons que les réseaux de type I sans revêtement sont sensibles au débit de dose (figures V.I, V.2 et V.5) : plus le débit de dose est important, plus la longueur d'onde de Bragg se déplace. Il faut ajouter que plus le traitement thermique est élevé, plus le réseau est sensible au débit de dose.

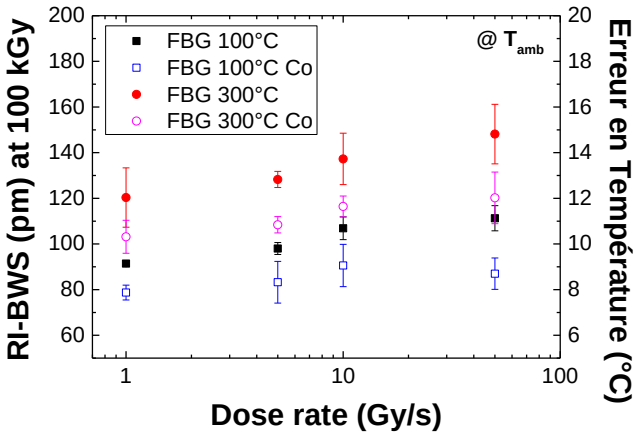

Figure V.5 : Comparaison à 100 kGy de la longueur d'onde de Bragg entre les réseaux traités thermiquement à 100°C (69 h) sans revêtement (carré noir) et avec (carré vide bleu) ou à 300°C (17 min) sans revêtement (point rouge) et avec (cercle rose) à quatre débits de dose différents : 1 Gy/s, 5 Gy/s, 10 Gy/s et 50 Gy/s

Cependant pour les réseaux avec revêtement nous observons que l'effet du débit de dose est très faible (figure V.2, V.4 et V.5) en particulier pour les réseaux traités à 100°C pendant 69 h, en comparaison avec les réseaux avec revêtement recuits à 300°C.

Enfin il semble que l'évolution sous radiation de la contrainte appliquée par l'acrylate sur le réseau ne soit pas monotone. Dans certains cas une rupture dans le décalage de la longueur d'onde de Bragg peut se produire, causée par un relâchement d'une partie de la contrainte sur le RdB induisant un décalage de la longueur d'onde de Bragg vers le « bleu » (figure V.3 – débit de dose de 1 Gy/s).

Le revêtement acrylate ne semble pas être adéquat pour les milieux radioactifs. Il faut donc tester d'autres types de revêtement comme ceux en polyimide, en ormocer ou métallique. Pour les deux premiers types de revêtement Gusarov *et al.* [87], [199] ont irradié sous rayons γ des réseaux de type I inscrits pendant l'étirage de la fibre et sur lesquels le revêtement a été appliqué directement après inscription. Ils ont démontré que le revêtement polyimide dégradait la réponse du réseau alors que le revêtement ormocer semblait l'améliorer. Cependant il n'y a aucune comparaison avec un réseau sans revêtement. Sous irradiation protons Curras *et al.* [103] (cf. Chapitre II.2.3.h) ont démontré que les revêtements en polyimide et en ormocer dégradaient plus la réponse du réseau de Bragg que le revêtement acrylate. Encore une fois, aucune comparaison avec des réseaux sans revêtement n'a été effectuée. A notre connaissance

aucune étude de la réponse des réseaux de Bragg possédant une gaine de protection métallique n'a encore été menée sous irradiation.

V.1.2 Type R

Puisque le débit de dose a un effet sur les réseaux de type I, il est important de voir son impact sur la réponse sous radiation des réseaux de type R. Pour le caractériser, nous avons irradié trois réseaux régénérés à trois débits de dose différents 1 Gy/s, 10 Gy/s et 20 Gy/s jusqu'une dose maximale de 100 kGy.

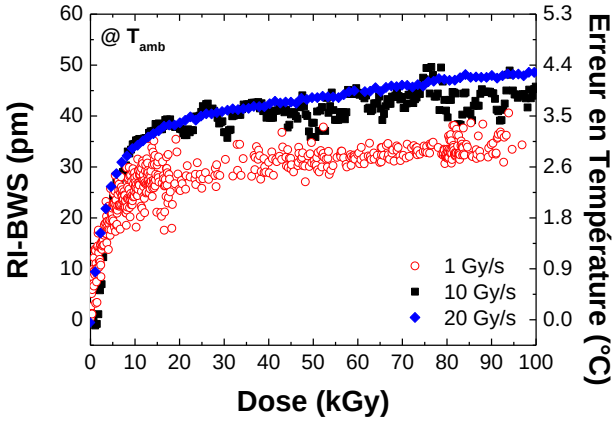

Figure V.6 : Irradiation de trois réseaux de Bragg régénérés identiques à trois débits de dose : 1 Gy/s (cercle rouge), 10 Gy/s (carré noir) et 20 Gy/s (losange bleu) jusqu'à 100 kGy

Il apparait que plus le débit de dose augmente, plus le décalage de la longueur d'onde de Bragg est important. En effet à 1 Gy/s le décalage à 100 kGy est d'environ 35 pm contre un décalage de plus de 45 pm au débit de dose le plus élevé.

La modulation d'indice dans le cœur de la fibre est créée par des franges non photo-inscrite – frange claire – i.e. où l'indice de réfraction de ces franges correspond à celui du cœur de la fibre, et des franges photo-inscrite – franges sombres – ou l'indice correspond à celui de la cristobalite qui semble stable sous radiation X. La variation de la longueur d'onde de Bragg est due à une augmentation de l'indice dans les franges claires du réseau. Ainsi comme précédemment plus le débit de dose est élevé moins le processus de guérison sous radiation sera efficace, ce qui explique que plus le débit de dose est important plus la longueur d'onde de Bragg se déplace.

V.1.3 Type II

V.1.3.a Traitement thermique à 450°C pendant 8 h

Nous avons irradié à trois débits de dose différents (1 Gy/s, 9 Gy/s et 19 Gy/s) des réseaux de Bragg de type II inscrits dans la fibre PSC#1 puis traités thermiquement à 450°C pendant 8 h puis 400°C pendant 8 h (cf. Chapitre III.5.2.e). Tous les réseaux ont été irradiés pendant une durée identique de 5 h 33 min, ce qui correspond à des doses totales de 20 kGy, 180 kGy et 380 kGy pour les débits de doses respectivement de 1 Gy/s, 9 Gy/s et 19 Gy/s.

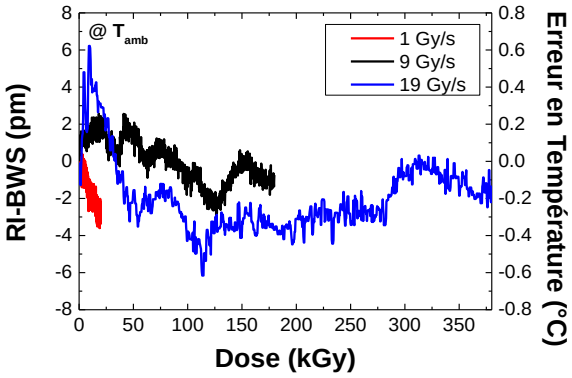

Figure V.7 : Irradiation de trois réseaux de Bragg identiques traités à 450°C pendant 8 h à trois débits de dose : 1 Gy/s (rouge), 9 Gy/s (noir) et 19 Gy/s (bleu) pendant 5 h 33 min

Pour le débit de dose le plus faible, nous observons un décalage de la longueur d'onde de Bragg vers le bleu de 3 pm à 20 kGy (figure V.7), alors que pour le débit de dose le plus élevé le pic se décale de 6 pm vers le « rouge ». Néanmoins pour les trois débits de doses considérés, aucune variation de la longueur d'onde de Bragg supérieure à ± 6 pm n'est enregistrée. De plus c'est pour le débit de dose le plus élevé (20 Gy/s) que le décalage de la longueur d'onde de Bragg est le plus important ; la réponse de ce type de réseau semble donc insensible au débit de dose pour des irradiations à température ambiante.

V.1.3.b Traitement thermique à 750°C pendant 15 min

Des réseaux de type II ont été recuits à une température de 750°C pendant 15 min avant d'être irradiés à trois débits de doses différents : 1 Gy/s, 9 Gy/s et 19 Gy/s pendant 5 h 33 min.

Comme précédemment, le déplacement de la longueur d'onde de Bragg est inférieur à 4 pm pour tous les débits de doses. La variation maximale est d'environ 4 pm et a été obtenue pour le débit de dose de 9 Gy/s à une dose de 150 kGy. Ce décalage est dû au bruit présent sur

le spectre du RdB autour de 150 kGy. Au débit de dose le plus élevé, le décalage en longueur d'onde est inférieur à 2 pm.

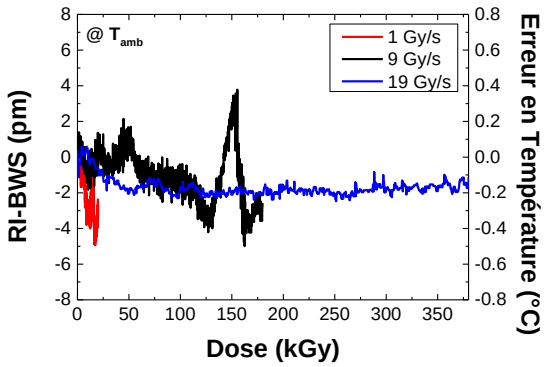

Figure V.8 : Irradiation de trois réseaux de Bragg identiques traités à 750°C pendant 15 min à trois débits de dose : 1 Gy/s (rouge), 9 Gy/s (noir) et 19 Gy/s (bleu) pendant 5 h 33 min

V.1.3.c Conclusion sur l'effet du débit du dose sur les RdBs de type II

Au vu des résultats précédents (figures V.7 et V.8) nous pouvons conclure que les réseaux de type II sont insensibles au débit de dose si le traitement thermique est suffisamment important pour stabiliser les RdBs sous radiations à température ambiante. En effet les variations de la longueur d'onde de Bragg corrigée en température semblent être dues à deux erreurs qui sont négligeables lorsque la variation du pic de Bragg est supérieure à 10 pm

Premièrement, une erreur sur le coefficient de température (C_t) de quelques dixièmes de pm/°C engendre une erreur plus élevée sur la longueur d'onde de Bragg corrigée en température – de quelques picomètres. En effet lors des irradiations X, les variations de température sont comprises entre 2°C et 10°C, ce qui peut représenter une erreur de plusieurs picomètres sur la longueur d'onde de Bragg.

Deuxièmement, l'algorithme de détection du pic de Bragg peut engendrer une erreur sur la mesure de la longueur d'onde. Comme nous l'avons observé dans le chapitre III.3, les algorithmes sont précis à 2 pm près.

L'erreur sur le coefficient thermique et l'erreur sur la détection du pic de Bragg peuvent expliquer le bruit sur les variations de la longueur d'onde de Bragg présentées ci-dessus.

V.2 Type de radiations

Dans cette partie, nous étudierons l'effet d'un flux de protons ou d'électrons sur des RdBs de type I ou II sans revêtement. Nous comparerons les résultats avec des irradiations équivalentes – débit de dose et dose totale – sous rayons X. Dans cette partie, pendant les irradiations électrons et protons les spectres ont été enregistrés avec le système Tunics/CT-400, alors que pendant les irradiations X les RdBs ont été interrogés avec le NI PMA 1115.

V.2.1 Irradiation sous flux de Protons

Toutes les irradiations protons d'énergie 63 MeV, ont été effectuées au laboratoire TRIUMF (*Vancouver, Canada*) avec un flux – débit de dose – de $8{\cdot}10^5$ protons/(s.cm²) soit 0,75 Gy/s, jusqu'à une fluence équivalent à une dose maximale de 10 kGy(SiO_2) - $1{,}1{\cdot}10^{10}$ protons/cm² avec une irradiation à température ambiante dont les variations sont de moins de 0,2°C. Pour ces irradiations, les longueurs d'onde de Bragg n'ont pas été corrigées en température, car les variations de températures correspondent à 2 pm d'erreur sur la mesure. Les irradiations X ont été effectuées sur l'installation MOPERIX du LabHC à un débit de dose de 0,75 Gy/s jusqu'à 10 kGy.

V.2.1.a Type I

Irradiation sous un faisceau de Protons

Les réseaux de type I ont été inscrits avec le laser Argon émettant à 244 nm. Ils ont subi un unique traitement thermique à 120°C pendant 8 heures. Les réseaux ont été suivis en ligne durant l'irradiation et les résultats sont donnés sur la figure V.9. Le réseau inscrit sur la fibre SMF-28e présente un décalage de la longueur d'onde de Bragg de 15 pm à 7 kGy alors que le réseau inscrit sur la fibre Ge + présente un décalage de 17 pm à la même dose. Il est donc probable que comme sous rayons X (cf. Chapitre IV.4.1) plus la concentration de germanium dans la fibre est élevée, plus la longueur d'onde de Bragg se déplace vers le rouge. En effet la fibre SMF-28e contient 5 wt% de germanium contre 15 wt% pour la fibre Ge+.

En ce qui concerne la fibre dopée au B/Ge, avec 10 wt% de germanium et 5 wt% de bore, le décalage de la longueur d'onde de Bragg est de 10 pm à 7 kGy, soit un décalage inférieur aux valeurs précédentes, même si sa concentration de germanium est comprise entre celles des fibres SMF-28e et Ge+. Mais cette fibre n'a pas été hydrogénée avant inscription, contrairement aux fibres SMF-28 et Ge+, donc nous pouvons supposer que comme sous rayons

X pour les réseaux de type I, la pré-hydrogénation des fibres avant inscription détériore la réponse sous un flux de protons des réseaux.

Le réseau inscrit sur la fibre P/Ce présente le décalage de la longueur d'onde de Bragg le plus faible, de seulement 5 pm. Il est à noter que la largeur à mi-hauteur et l'amplitude de tous ces réseaux sont restées constantes lors de l'irradiation. Comme sous rayons X la réponse des réseaux de Bragg de type I irradiés sous un flux de protons dépend de la composition de la fibre support.

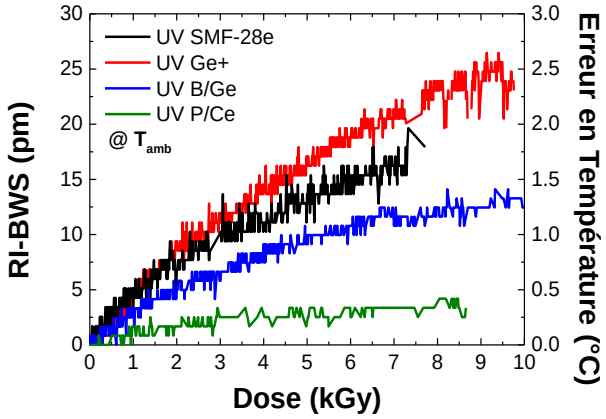

Figure V.9 : Irradiation sous un flux de protons à un débit de dose équivalent à 0,75 Gy/s jusqu'une dose maximale de 10 kGy de quatre réseaux de Bragg inscrit sur les fibres SMF-28e (noir), Ge+ (rouge), B/Ge (bleu) et P/Ce (vert)

Comparaison avec une irradiation sous rayons X

Nous avons irradié sous rayons X des réseaux identiques à ceux décrits dans le paragraphe précédent dans le but de comparer ces nouveaux résultats à ceux obtenus sous un flux de protons. Le débit de dose est équivalent pour les deux irradiations est identique : 0,75 Gy/s.

Pour le réseau inscrit dans la fibre SMF-28e le décalage sous rayons X de la longueur d'onde de Bragg à 7 kGy est de 25 pm (figure V.10) alors que sous un flux de protons le décalage est de seulement 15 pm soit une diminution de 40 % pour la même dose. Les réseaux inscrits sur la fibre Ge+ présentent un décalage de la longueur d'onde de Bragg à une dose de 7 kGy, plus important de 33 pm sous rayons X contre 20 pm sous protons, soit une diminution de 40 % également. Comme nous l'avons observé précédemment, ce décalage est dû à la concentration de germanium.

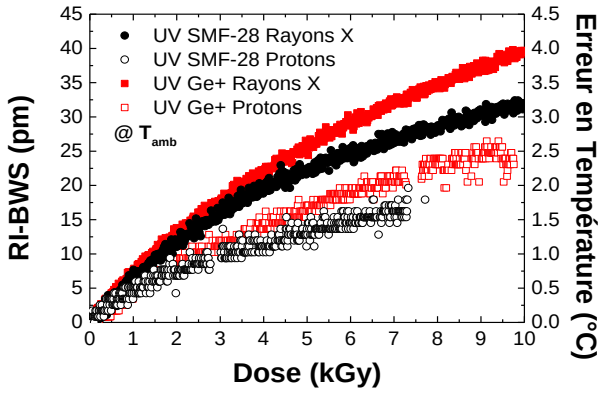

Figure V.10 : Irradiations de réseaux inscrits sur la fibre SMF-28e sous rayons X (cercle noir) et sous flux de protons (cercle vide noir)et de réseaux inscrits sur la fibre Ge+ sous rayons X (carré rouge) et sous un flux de protons (carré vide rouge). Le débit de dose est de 0,75 Gy/s pour les deux irradiations pour une dose maximale de 10 kGy

Pour la fibre co-dopée B/Ge, le décalage de la longueur d'onde de Bragg est de 14 pm (figure V.11) sous rayons X pour une dose de 7 kGy, contre 12 pm sous flux de protons, soit une diminution de moins de 15 %. Cette variation est inférieure à celles obtenues pour les fibres SMF-28 et Ge+.

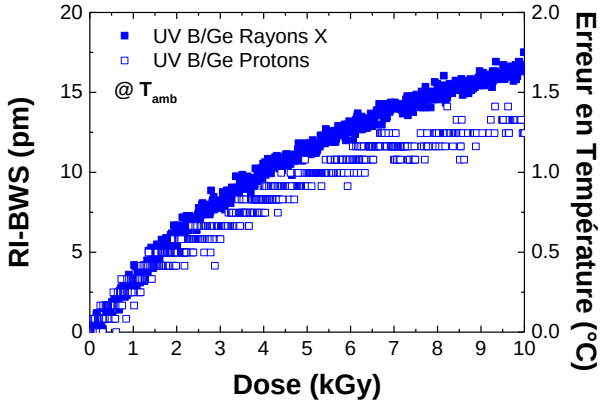

Figure V.11 : Irradiation de réseaux inscrits sur la fibre B/Ge à un débit de dose de 0,75 Gy/s jusqu'à une dose totale de 10 kGy sous rayons X (carré bleu) et sous un flux de protons (carré vide bleu)

Enfin, le réseau inscrit sur la fibre P/Ce présente un décalage de la longueur d'onde de Bragg sous rayons X (figure V.12) de 10 pm à 7 kGy alors que sous protons le décalage est de 3 pm, soit une diminution de 70 %. Les quatre réseaux de type I inscrits dans les quatre fibres étudiées sont moins influencés par l'irradiation protons que par l'irradiation X. Cette différence

ne peut pas être expliquée par une erreur sur le débit de dose, car la différence entre la longueur de Bragg sous rayons X et sous un flux de protons varie entre 15 % et 70 % suivant le type de fibre support utilisé.

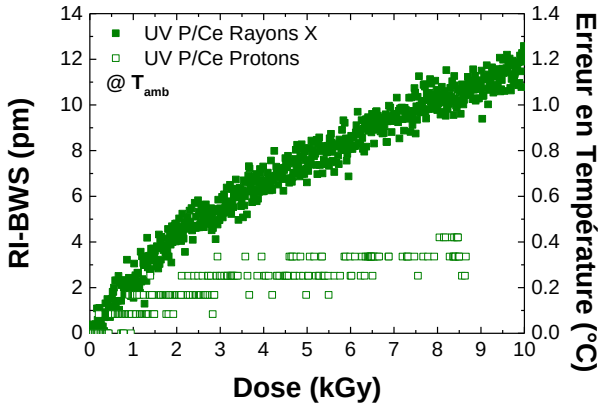

Figure V.12 : Irradiation de réseaux inscrits sur la fibre B/Ge à un débit de dose de 0,75 Gy/s jusqu'à une dose totale de 10 kGy sous rayons X (carré vert) et sous un flux de protons (carré vide vert)

Il a été montré par Gusarov *et al.* [160] sur des verres de silice et pour une dose maximale de 6,5 kGy, que pour des protons d'énergie 38 MeV, seulement 0,1 % de l'énergie transférée par les protons étaient dû au processus de collisions, le reste étant dû à l'ionisation du matériau. En comparant leurs résultats avec une irradiation sous rayons γ (^{60}Co), les auteurs montrent qu'à une dose équivalente identique le rayonnement γ crée plus de défauts dans la matrice de silice qu'un flux de protons. Des résultats similaires ont été observés par Silverglate *et al.* [200] sous rayons X où ces derniers augmentent plus l'absorption dans les verres de silice qu'un flux de protons à la même dose équivalente. Ce phénomène a été observé pour tous les verres étudiés mais son amplitude dépend du type de verres et de leurs concentrations de dopants/impuretés [160], [200].

Pour expliquer ce phénomène, Gusarov *et al.* [160] montrent que les processus de création de défauts par ionisation sous rayons γ et sous protons diffère. En effet les protons favoriseraient la création de défaut à partir d'un site précurseur, ces défauts seraient instables à haute température. Les photons γ créeraient des défauts à partir du mécanisme photo-électrique et par la relaxation des atomes par l'effet Auger, créant ainsi des défauts stables thermiquement.

En ce qui concerne les fibres, il a été montré que les protons ionisent aussi la matrice de silice comme les rayons γ – ou X – créant ainsi le même type de défauts. L'étude de S. Girard *et al.* [161] discute des niveaux de RIA dans différents environnements radiatifs, de fibres co-dopées terre-rare – erbium – avec de l'aluminium – entre 7 wt% et 10 wt% – ainsi que du germanium et du phosphore. Cette étude compare ainsi les effets des rayons γ d'énergies 1,17 MeV et 1,33 MeV (Source *RITA*, ^{60}Co au *SCK-CEN, Belgique*) à un débit de dose de 45 Gy/h, à un faisceau de protons d'énergie de 50 MeV ou de 105 MeV (*TRIUMF, Canada*) à dont le flux est de $4{\cdot}10^4$ protons/(s/cm²) équivalent à un débit de dose de 0,12 Gy/s (432 Gy/h). Les auteurs montrent que la RIA entre 400 nm et 1700 nm sur chaque fibre est comparable sous protons et rayons γ. Les fibres aluminosilicates comme les fibres phosphosilicates sont connues pour avoir une RIA peu sensible aux effets du débit de dose [201]. De plus les auteurs concluent que les mêmes défauts sont créés par ces deux types d'irradiation puisque les mêmes bandes d'absorption des défauts sont observées sous rayons γ et sous protons.

Pour conclure, les réseaux de type I sont moins sensibles aux protons qu'aux rayons X. Cependant la variation de la longueur d'onde de Bragg dépend aussi de la composition de la fibre. Alors qu'en moyenne nous observons une différence de 40 % sur le décalage du pic de Bragg pour les RdBs inscrits sur les fibres dopées germanium, cette diminution est de 70 % pour la fibre co-dopée au P/Ce.

V.2.1.b Type II

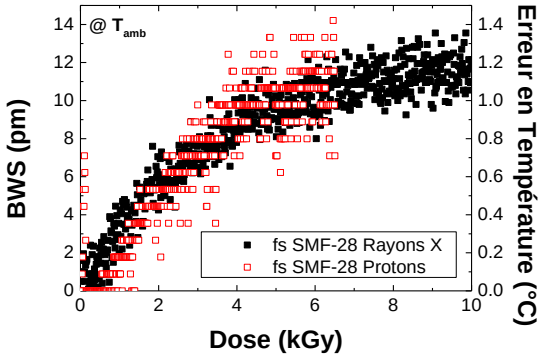

Figure V.13 : Irradiation de réseaux inscrits sur la fibre SMF-28 sous rayons X (carré noir) et sous protons (cercle rouge vide) à un débit de dose de 0,75 Gy/s jusqu'à une dose maximale de 10 kGy

Les réseaux de type II ont été inscrits au LabHC avec un laser femtoseconde centré à 800 nm puis traités thermiquement à 120°C pendant 8 h, identique au recuit sur les RdBs de

type I étudiés précédemment. Après irradiation, tous les réseaux ont été placés au four à une température de plus de 500°C pendant plusieurs heures pour vérifier que ces derniers soient de type II.

Un décalage de la longueur d'onde de Bragg de 10 pm (figure V.13) est observé sous rayons X ou sous protons pour une dose totale de 7 kGy pour les réseaux inscrits dans la fibre SMF-28, alors que pour ceux inscrits dans la fibre Ge+ les décalages sont plus élevés sous X – environ 15 pm à 7 kGy – que sous flux de protons – 7 pm à la même dose totale, d'où une variation de 50% de la sensibilité (figure V.14). Ils sembleraient que comme pour les réseaux de type I sous un flux de protons, ceux de type II soient sensibles à la concentration en dopant, ici le Ge. Cependant, il semblerait que, contrairement aux RdBs de type I, pour les types II plus la concentration en germanium est élevée, moins le décalage du pic de Bragg est important.

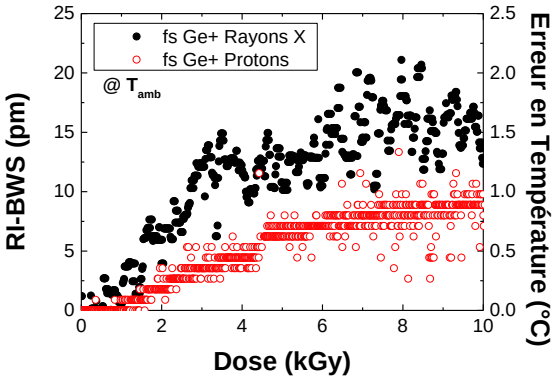

Figure V.14 : Irradiation de réseaux inscrits sur la fibre Ge+ sous rayons X (carré noir) et sous un flux de protons (cercle rouge vide) à un débit de dose de 0,75 Gy/s jusqu'à une dose maximale de 10 kGy

Enfin nous avons irradié des réseaux inscrits sur une fibre phosphore (P) et nous observons un décalage de la longueur d'onde de Bragg à 12 pm (figure V.14) sous rayons X avec un effet de saturation pour des doses supérieures à 8 kGy alors que le décalage est de seulement 5 pm sous protons.

Nous pouvons donc conclure à nouveau que la réponse des réseaux de type II sous radiation dépend de la composition de la fibre et de la nature des particules. Si nous comparons les réponses des RdBs de type I et de type II, nous observons que les variations de la longueur d'onde de Bragg sont plus faibles pour le type II, et ce quel que soit le type de radiations.

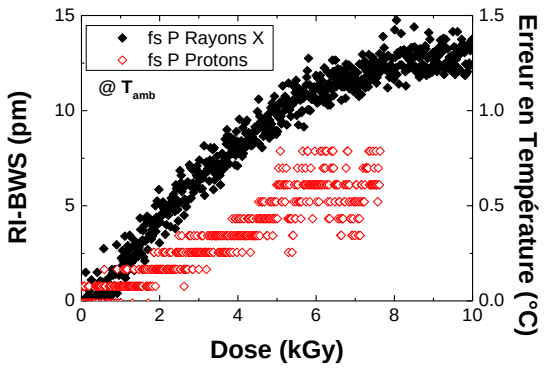

Figure V.15 : Irradiation de réseaux inscrits sur la fibre P sous rayons X (carré noir) et sous un flux de protons (cercle rouge vide) à un débit de dose de 0,75 Gy/s jusqu'à une dose maximale de 10 kGy

V.2.2 Irradiation sous flux d'électrons de réseaux de type I.

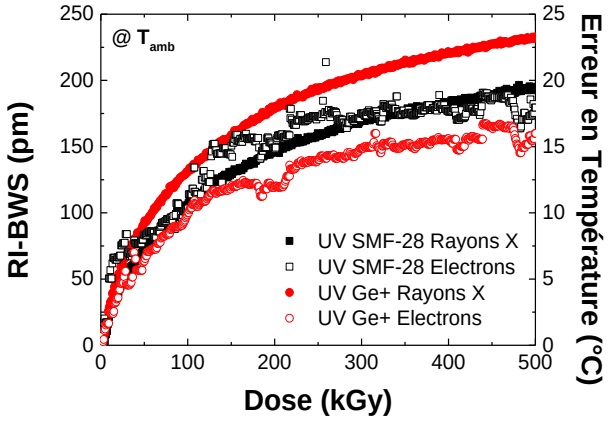

Figure V.16 : Irradiation de réseaux inscrits sur la fibre SMF-28 sous rayons X (carré noir) et sous un flux d'électrons (carré vide noir) et sur la fibre Ge+ sous rayons X (cercle rouge) et sous un flux d'électrons (cercle rouge vide). Les débits de dose sont de 60 Gy/s (rayons X) et 120 Gy/s (électrons) jusqu'à une dose totale de 500 kGy

Les irradiations sous électrons ont été effectuées au CEA DAM (*Gramat, France*) à un débit de dose de 120 Gy/s jusqu'à une dose totale de 500 kGy avec des électrons d'énergie de 6 MeV (installation ORIATRON). Comme précédemment les résultats obtenus à ORIATRON seront comparés à ceux obtenus sous rayons X (Moperix) à la même dose avec un débit de dose de 60 Gy/s, qui est le débit maximal atteignable tout en gardant un faisceau d'irradiation homogène sur une surface supérieure à 7 cm². Pour ces essais, l'évolution temporelle des longueurs d'onde de Bragg est corrigée des fluctuations de la température lors des expériences. En effet, la température sous le flux d'électrons peut atteindre au maximum 35°C depuis la

température ambiante autour de 25°C. Au regard de ces variations importantes de température, la correction ajoute du bruit sur les résultats sous électrons. L'amplitude et la largeur à mi-hauteur des pics de Bragg sont restées constantes pendant toutes les irradiations. Les réseaux de type I ont été inscrits avec le laser Argon, de longueur d'onde 244 nm, puis recuit à 120°C pendant 8 heures.

Les réseaux inscrits dans la fibre SMF-28e présentent un fort décalage de la longueur d'onde de Bragg de 190 pm sous rayons X et d'environ 180 pm sous le flux d'électrons pour une dose totale de 500 kGy. Pour les réseaux inscrits dans la fibre Ge+, le décalage est de 230 pm sous rayons X alors que sous électrons le décalage est de seulement 150 pm soit une diminution de 35 % à une dose totale de 500 kGy. Les réseaux irradiées sous rayons X présentent donc un décalage de la longueur d'onde de Bragg plus important que sous électrons. Contrairement aux irradiations X et protons à plus forte concentration de Ge, le décalage de la longueur d'onde de Bragg est limité. De plus pour ces deux réseaux nous observons une tendance à la saturation pour des doses supérieures à 350 kGy – pour les électrons – alors qu'aucun effet de saturation n'est observé sous rayons X.

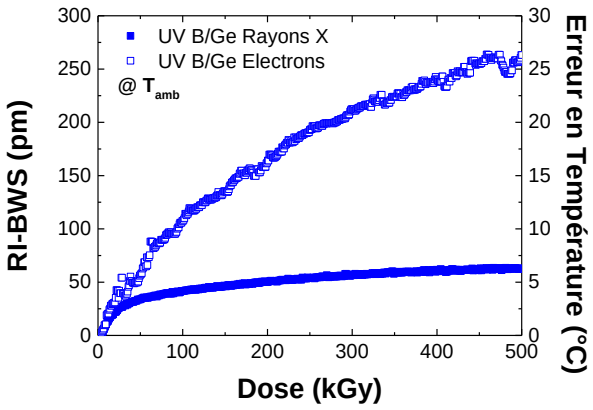

Figure V.17 : Irradiation des réseaux inscrits dans la fibre B/Ge sous rayons X (carré bleu) et sous un flux d'électrons (carré vide bleu) à des débits de dose respectifs de 60 Gy/s et 120 Gy/s jusqu'à une dose totale de 500 kGy

De la même façon nous avons irradié les réseaux inscrits sur la fibre B/Ge sous rayons X et sous un flux d'électrons. A 500 kGy la longueur d'onde de Bragg se déplace de 60 pm sous rayons X et de 250 pm sous électrons soit une variation 4 fois plus importante. De plus, sous X, le réseau semble se stabiliser pour des doses supérieures à 400 kGy et à 500 kGy le décalage de la longueur d'onde de Bragg mesuré est inférieur à ceux des réseaux inscrits sur les

fibres SMF-28e et Ge+. A l'inverse sous électrons, aucune stabilisation n'apparait et ce décalage est plus important que pour les deux autres réseaux. Comme précédemment, ce réseau n'a pas été pré-hydrogéné avant inscription – contrairement aux autres réseaux de type I – et sa concentration de Ge est comprise entre celles des fibres SMF-28e et Ge+.

Les longueurs d'onde de Bragg des réseaux inscrits sur la fibre P/Ce se décalent de 170 pm sous rayons X et 50 pm sous électrons à 500 kGy. Sous rayons X, comme nous l'avons vu précédemment (chapitre IV.4.1) la dégradation du réseau ne se stabilise pas au moins jusqu'à 2 MGy. Cependant, sous électrons ce même réseau se décale beaucoup moins à la même dose accumulée – d'un facteur 3.

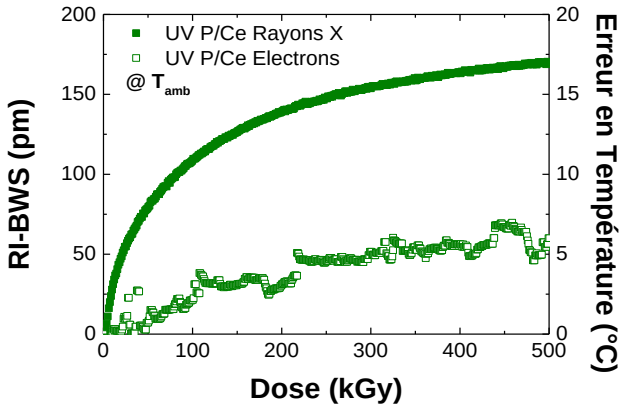

Figure V.18 : Irradiation des réseaux inscrits dans la fibre P/Ce sous rayons X (carré vert) et sous flux d'électrons (carré vide vert) à des débits de dose respectifs de 60 Gy/s et 120 Gy/s jusqu'à une dose totale de 500 kGy

Nous pouvons donc conclure des résultats précédents que la réponse des réseaux de Bragg sous électrons dépend de la composition de la fibre. De plus un réseau qui présente un décalage de la longueur d'onde de Bragg faible sous rayons X, peut être caractérisé par un décalage plus important sous un flux d'électrons comme pour le réseau inscrit dans la fibre co-dopée B/Ge.

V.2.3 Conclusion sur les différents types d'irradiation

Pour tous les types de réseaux étudiés la réponse sous radiations X – électrons – protons dépend de la composition de la fibre. En effet en fonction de la présence ou de la concentration de certains dopants, la réponse du réseau peut évoluer. Par exemple sous un flux de protons, les

réseaux de type I inscrits dans la fibre co-dopée P/Ce présentent un décalage de la longueur d'onde de Bragg inférieur à celui d'un réseau inscrit dans la fibre Ge+.

De plus avec les réseaux de type I nous avons observé que sous radiations X ou protons plus la concentration de germanium est élevée, plus la longueur d'onde de Bragg se décale. En effet les protons comme les rayons X ioniseraient la matrice de silice et l'effet de déplacement serait négligeable pour les doses totales utilisées ici – 10 kGy maximum – comme cela a été démontré par Gusarov *et al.* [160] et Girard *et al.* [161]. Alors que sous électrons les réseaux inscrits dans les fibres germanosilicates ont une longueur d'onde de Bragg qui sature pour des doses supérieures à 350 kGy, sous rayons X aucune saturation n'est observée sur ces fibres.

Les réseaux de type II sont plus résistants aux radiations X et protons que des réseaux inscrits sur les mêmes fibres mais de type I, ayant subi le même recuit. C'est notamment le cas pour la fibre SMF-28, les réseaux de type II inscrits dans cette fibre présentent un décalage de leur longueur d'onde de Bragg de 10 pm sous rayons X et protons alors que ceux de type I présentent des décalages plus importants.

Nous pouvons donc conclure que les réseaux de Bragg peuvent être résistants à certains types de radiations et moins à d'autres types. Il apparait donc nécessaire avant d'implanter un capteur à RdB dans un milieu de bien connaitre les caractéristiques de la contrainte radiative pour ainsi choisir le capteur présentant le moins de dérive possible, ce capteur devant être qualifié auprès d'un environnement représentatif.

V.3 Influence de la température d'irradiation

Dans cette dernière partie nous étudierons l'influence de la température d'irradiation, jusqu'à 250°C, sur le comportement des réseaux de Bragg de types R ou II. Aucun réseau de type I ne sera étudié ici car les hautes températures effacent ce type de réseaux. Dans toute cette partie nous avons irradié les réseaux soit grâce à l'irradiateur Moperix, soit au SCK-CEN sur l'installation *Brigitte*. Pour les essais gamma, l'utilisation d'un débit de dose de 2 Gy/s a permis d'atteindre une dose maximale de 2 MGy à une température d'irradiation de 250°C. Pour les essais Moperix, deux débits de dose, 1 Gy/s et 10 Gy/s, ont permis d'atteindre des doses respectives de 20 kGy et 200 kGy à des températures comprises entre 25°C et 250°C Pour tous ces essais les fluctuations maximales de températures durant l'irradiation sont inférieures à 2°C.

De plus, lors de l'irradiation γ pour des doses supérieures à 300 kGy et à la température de 250°C, les longueurs d'onde de Bragg ne seront pas corrigées en température.

V.3.1 Effets combinés radiation-température sur les réseaux de type R

V.3.1.a Irradiation X à une température de 250°C

Les réseaux de type R testés ont été inscrits au CEA et tous les spectres ont été enregistrés avec le système Tunics/CT-400 pendant cette irradiation. Deux d'entre eux ont été irradiés à une température de 250°C et les résultats sont présentés dans la figure V.19. A 100 kGy le même décalage de la longueur d'onde de Bragg est observé pour les deux réseaux, il est inférieur à 10 pm vers le rouge. Pendant la phase de guérison la longueur d'onde de Bragg se décale vers le bleu et redescend vers 0 pm. Il est à noter que pendant la guérison la température est restée à 250°C, ce qui est favorable à une guérison plus rapide des défauts créés lors de l'irradiation.

Pendant l'irradiation, l'amplitude en réflexion du réseau décroit de moins de 1,6 % – 0,4 dB – et reste stable pendant la phase de guérison. La largeur à mi-hauteur reste constante durant toute la durée du test. Des résultats similaires sont obtenus pour le réseau #2. Ainsi pour les températures d'irradiation suivantes nous considérons l'amplitude et la largeur à mi-hauteur constantes pour les réseaux irradiés.

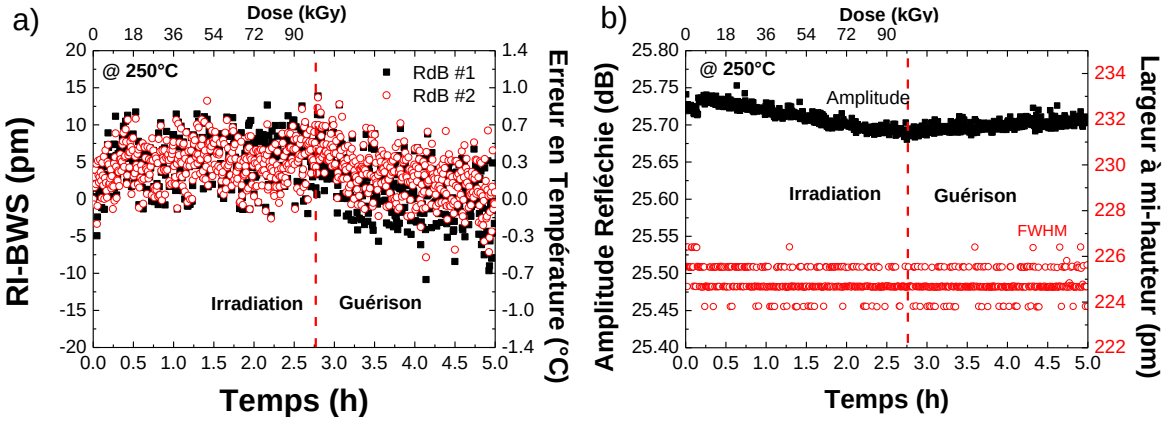

Figure V.19 : Irradiation X à 250°C de deux réseaux régénérés identiques a) variations de la longueur d'onde de Bragg pendant l'irradiation, b) amplitude en réflexion et largeur à mi-hauteur du réseau #1

Nous avons donc irradié des RdBs à des températures de 25°C, 80°C, 115°C, 150°C et 250°C sous rayons X (figure V.20). Nous observons que plus la température est élevée, plus le décalage de la longueur d'onde de Bragg est faible. En effet à 100 kGy le réseau irradié à une

température 25°C présente un décalage de la longueur d'onde de Bragg de 50 pm alors qu'à 150°C et 250°C ce décalage se réduit à moins de 10 pm. Pour les irradiations à des températures intermédiaires, 80°C et 115°C, le décalage de la longueur d'onde de Bragg est de respectivement 35 pm et 30 pm à 100 kGy.

Laffont *et al.* [97] ont publié une étude sur la réponse de réseaux régénérés à haute température sous radiations X. Ces réseaux ont été inscrits dans une fibre co-dopée B/Ge et ils ont été régénérés à 900°C, puis irradiés à un débit de dose de 7 Gy/s à température ambiante et 1,5 Gy/s pour les irradiations à des températures comprises entre 200°C et 800°C. Pour une irradiation à température ambiante un déplacement de la longueur d'onde de Bragg de 40 pm à 33 kGy est observé, de 30 pm à 200°C, entre 10 pm et 25 pm à 400°C et moins de 5 pm pour des températures supérieures à 600°C.

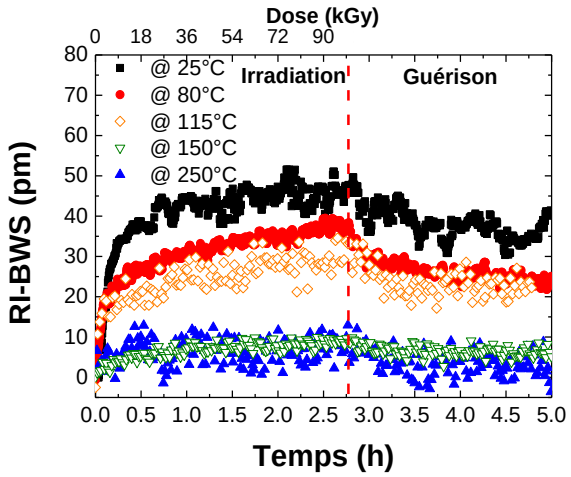

Figure V.20 : Irradiation de RdBs régénérés à un débit de 10 Gy/s jusqu'à une dose de 100 kGy à des températures 25°C (carré noir), 80°C (cercle rouge), 115°C (losange vide orange), 150°C (triangle bas vide vert) et 250°C (triangle haut bleu)

La température à laquelle la variation de la longueur d'onde de Bragg est inférieure à 10 pm est plus élevée dans l'article de G. Laffont [97] que dans nos expériences alors que le débit de dose est plus élevé dans ce manuscrit (cf. Chapitre IV.1.2). Cependant les réseaux n'ont pas été inscrits avec la même technique. Dans l'article, les réseaux ont été inscrits sur une fibre B/Ge avec un laser Argon émettant à 244 nm, contre un laser KrF et une fibre fortement dopée en germanium dans notre cas. De plus, la température de régénération est plus élevée – 900°C – dans le cas de G. Laffont alors que nos réseaux ont été régénérés à « seulement » 750°C. Leur comportement pourrait être similaire à celui des réseaux de type I, pour lesquels plus le

traitement thermique est élevé, plus la longueur d'onde de Bragg sous radiation se déplace vers le rouge.

Il est connu que les hautes températures favorisent les processus de guérison dans les fibres [202]. Or, comme nous avons vu dans le chapitre V.1.1, lors de l'irradiation des défauts sont créés dans la fibre en même temps que le processus de guérison recombine certains de ces défauts. Cependant si la température est augmentée le processus de recombinaison sera plus efficace et dans le meilleur des cas, compensera la création de défauts. C'est le processus qui semble dominant dans notre cas. Les défauts créés par l'irradiation font varier la longueur d'onde de Bragg vers le rouge, car l'indice effectif augmente. Cependant la température permet de recombiner une partie de ces défauts, faisant revenir la longueur d'onde de Bragg vers le bleu, jusqu'à neutraliser l'effet des radiations lorsque tous les défauts sont guéris. C'est cette dernière partie qui explique pourquoi le RdB est stable en température.

V.3.1.b Irradiation γ à une température de 250°C

Nous avons aussi irradié quatre réseaux régénérés identiques sous radiations γ à une température de 250°C. Les spectres des RdB #1 et #2 ont été enregistrés avec le système NI PMA 1115, alors que la Tunics/CT-400 a été utilisée pour les RdB #3 et #4. Jusqu'une dose de 300 kGy (figure V.21.a), les longueurs d'onde de Bragg ont été corrigées en température et les variations sont comprises entre 14 pm et 20 pm, et ces dernières ne peuvent être dues aux variations de température qui sont de moins de 1°C, soit au maximum un décalage de 14,5 pm. A 100 kGy, ces variations sont inférieures à 10 pm pour des réseaux identiques, ce qui est comparable aux résultats trouvés précédemment. Ainsi nous ne voyons aucune différence entre les irradiations X et γ, alors que ces derniers sont plus énergétiques – d'un facteur 30 – mais le débit de dose est inférieur pour les rayons γ.

Pour l'irradiation à plus haute dose, due à un arrêt inopiné des thermocouples sur la plaquette, la température n'a pas été enregistrée. D'autres thermocouples étaient présents pour contrôler la température du four, et un relevé toutes les 8 heures a été effectué. Pendant les deux semaines d'irradiation, les variations de températures ont été de moins de 1°C. De plus les appareils de mesures ont cessé de fonctionner au bout de 200 h pour la Tunics (RdB #3 et #4) et 250 h pour le NI-PMA-1115 (RdB #1 et #2). L'acquisition a été relancée pour les deux appareils à 270 h.

En ce qui concerne la longueur d'onde de Bragg, nous observons jusqu'à une dose de 1,1 MGy, une dérive comprise entre 25 pm et 40 pm pour les quatre réseaux. Mais pour des doses supérieures à 1,1 MGy, la longueur d'onde de Bragg évolue rapidement et nous obtenons un déplacement compris entre 280 pm et 290 pm à la dose finale de 2 MGy pour les quatre réseaux. De plus, l'amplitude des quatre réseaux décroît de moins de 0,3 dB pour des doses inférieures à 1,1 MGy et se réduit brutalement pour des doses supérieures atteignant -2,5 dB à 1,8 MGy.

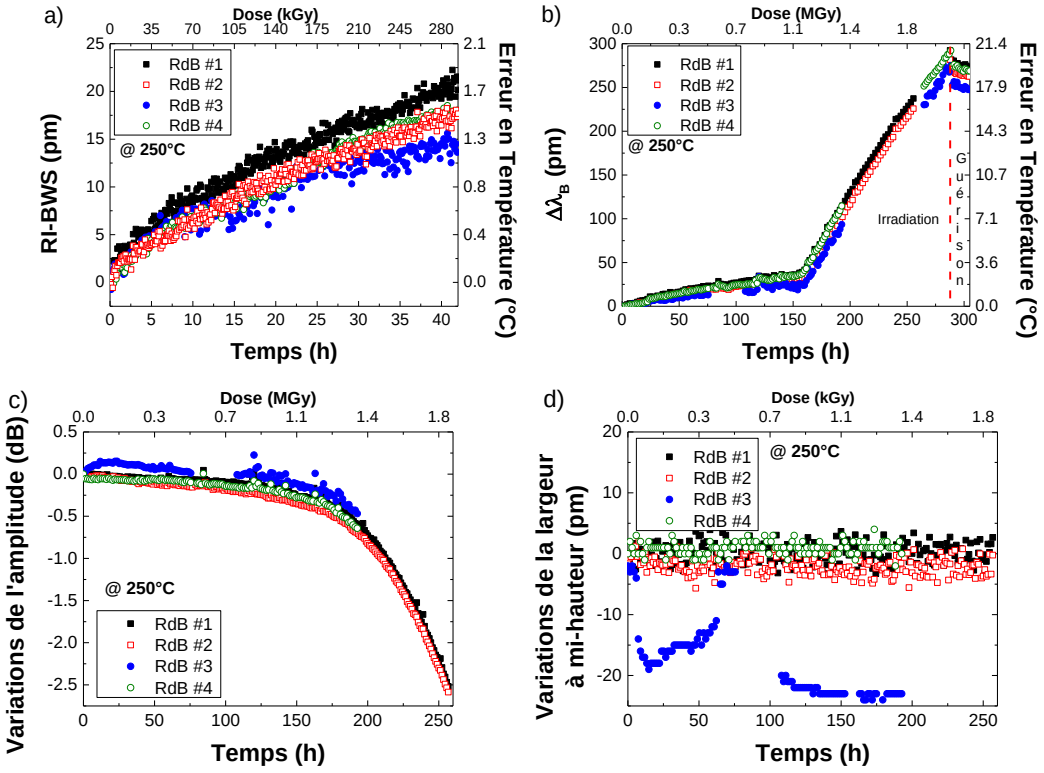

Figure V.21 : Irradiation γ de quatre réseaux régénérés identiques à un débit de dose de 2 Gy/s à une température de 250°C pour une dose maximale de 2 MGy. Variations de la longueur d'onde de Bragg a) corrigée en température jusqu'à une dose de 300 kGy, b) non corrigée en température jusque 2 MGy, c) variation de l'amplitude et d) variation de la largeur à mi-hauteur de ces même réseaux jusqu'à une dose maximale de 2 MGy

Cependant, les largeurs à mi-hauteurs ne varient pas pendant l'irradiation à l'exception du RdB #3 mais dont les variations inférieures à 20 pm peuvent s'expliquer par le bruit présent sur le spectre. Ces fortes variations de la longueur d'onde de Bragg combinées avec l'effacement du réseau rendent inutilisables les réseaux régénérés à 750°C dans cette fibre, pour des irradiations au-delà de 1,1 MGy à une température de 250°C. Il convient de rappeler que

ces réseaux sont stables thermiquement à la même température pour la même durée en l'absence de radiation (cf. Chapitre III.5.2.f).

Nous pouvons suggérer que pour des températures supérieures à 250°C, le déplacement de la longueur d'onde de Bragg serait inférieur à 30 pm car nous avons observé que plus la température d'irradiation est élevée, plus le déplacement de la longueur d'onde de Bragg est faible. Cependant, sans autres tests, nous ne pourrons pas savoir quand le point de rupture de stabilité sera atteint.

V.3.2 Effets combinés radiation-température sur les réseaux de type II X-rays – 250°C

Les réseaux de type II ont été inscrits au CEA et recuit soit à 450°C pendant 8 h puis 400°C pendant 8 h soit recuit à 750°C pendant 15 min (cf. Chapitre III.5.2) sur la fibre PSC #1.

V.3.2.a Irradiation X à une température de 250°C

A un débit de dose de 10 Gy/s jusqu'à une dose totale de 200 kGy

Les réseaux traités à 450°C et 750°C ont été irradiés jusqu'à une dose totale de 200 kGy à une température de 250°C. Les spectres ont tous été enregistrés avec le système Tunics/CT-400. Un décalage de la longueur d'onde de Bragg vers le bleu de 10 pm est mesuré dans le cas du réseau traité à 750°C – RdB #1 (figure V.22.a) – contre 20 pm pour celui traité à 450°C – RdB #2. Pour le RdB #1 à partir d'une dose supérieure à 100 kGy, la longueur d'onde de Bragg ne bouge plus, ce qui n'est pas le cas du RdB #2. Pendant la phase de guérison, la longueur d'onde de Bragg des deux réseaux reste constante.

L'amplitude du réseau #1 reste constante durant toute l'irradiation (figure V.22.b), mais sa largeur à mi-hauteur augmente de 25 pm – 10 % – au début de l'irradiation (18 kGy). Pour des doses supérieures à 18 kGy, la largeur à mi-hauteur reste constante. Lors des tests en température à 250°C pendant environ 2 semaines (cf. Chapitre III.5.2.f) aucun réseau de type II n'a montré de signe d'effacement ; le même résultat est obtenu sous radiation X à température ambiante pour une dose de 180 kGy (cf. Chapitre IV.1.3). Ainsi l'effet combiné radiation-température a pu effacer très légèrement le réseau, mais n'avoir aucun effet sur la longueur d'onde de Bragg. Nous considérerons que ce réseau est stable à 250°C sous rayons X.

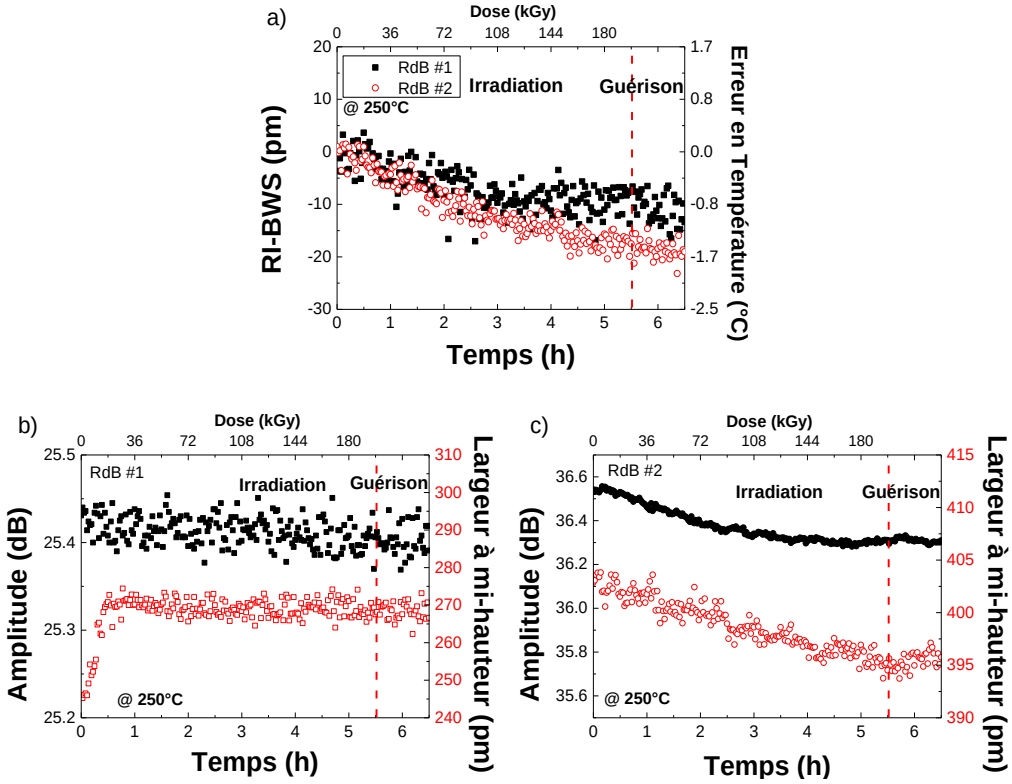

Figure V.22 : Irradiation X à un débit de dose de 10 Gy/s à une température de 250°C jusqu'une dose totale de 200 kGy de deux réseaux de type II traités à 750°C – RdB #1 – et à 450°C – RdB #2 – a) variation de la longueur d'onde de Bragg pour le RdB #1 (carré noir) et pour le RdB #2 (cercle vide rouge), b) amplitude (carré noir) et la largeur à mi-hauteur (carré vide rouge) pour le RdB #1 et c) Amplitude (point noir) et la largeur à mi-hauteur (cercle rouge) pour le RdB #2

Pour le réseau #2 (figure V.22.c), l'amplitude décroit tout au long de l'irradiation de 6 %, et sa largeur à mi-hauteur décroit de 2 %. La décroissance de l'amplitude dans ce cas, ne peut pas être due à la RIA, car les réseaux #1 et #2 sont inscrits dans la même fibre. De plus la longueur d'onde de Bragg s'est décalée de 20 pm. Ainsi, il apparait que ce réseau n'est pas stable sous l'effet combiné des radiations et de la température, alors que ce dernier était stable sous radiation à température ambiante ou à une température de 250°C sans radiation.

A un débit de dose de 1 Gy/s jusqu'à une dose totale de 20 kGy

Nous avons irradié d'autres réseaux similaires à un débit de dose de 1 Gy/s jusqu'une dose totale de 20 kGy à une température de 250°C. Pour ce débit de dose, nous n'avons pas observé de décalage de la longueur d'onde de Bragg pour les réseaux qu'ils soient traités à 750°C (RdB #3) ou 450°C (RdB #4). Il semblerait donc que les défauts créés lors de

l'irradiation à 1 Gy/s soient entièrement recombinés. Ces résultats sont identiques à ceux du chapitre IV.1.3, ou nous avions irradié des réseaux identiques à l'expérience menée ici, avec un débit de dose de 9 Gy/s et à température ambiante.

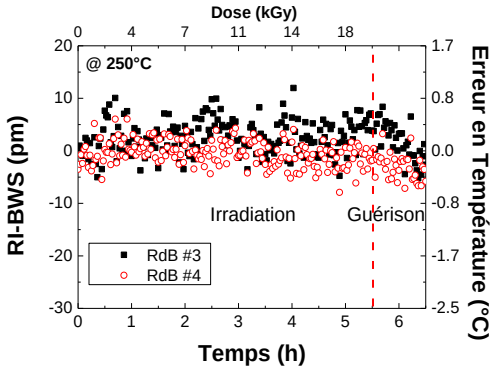

Figure V.23 : Irradiation X à un débit de dose de 1 Gy/s à une température de 250°C jusqu'une dose de 20 kGy de deux réseaux de traités à 750°C – RdB #3 (carré noir) – et à 450°C – RdB #4 (cercle vide rouge)

V.3.2.b Irradiation γ à une température de 250°C

Dans cette partie, les réseaux ont été irradiés sur l'installation *Brigitte* (*SCK-CEN, Belgique*) à un débit de dose de 2 Gy/s à une température de 250°C. Tous les réseaux de type II ont été inscrits au CEA dans la fibre PSC #1 ; les RdBs #5 et #6 ont subi un recuit à 450°C pendant 8 h, puis 400°C pendant la même durée. Les RdBs #7 et #8 ont été recuits à 750°C pendant 15 min. De plus les RdBs #5 et #7 ont été interrogés par le système Tunics/CT-400 alors que le NI PMA 1115 a été utilisé pour les RdBs #6 et #8.

RdBs traités à 450°C

Pendant, l'irradiation, les longueurs d'onde de Bragg des RdB #5 et RdB #6 se sont déplacées respectivement de 35 pm et 22 pm (figure V.24.a) pour une dose totale de 300 kGy. La différence de presque 13 pm – 60 % – représente une erreur de 1°C. L'origine de l'erreur pourrait être une variation brutale de la température sur la plaquette support. Ceci reste improbable car la plaquette était dans un four thermalisé et aucune variation aussi importante de la longueur d'onde de Bragg n'est observée sur les autres RdBs irradié en même temps (cf. résultats sur les RdBs régénérés ci-dessus).

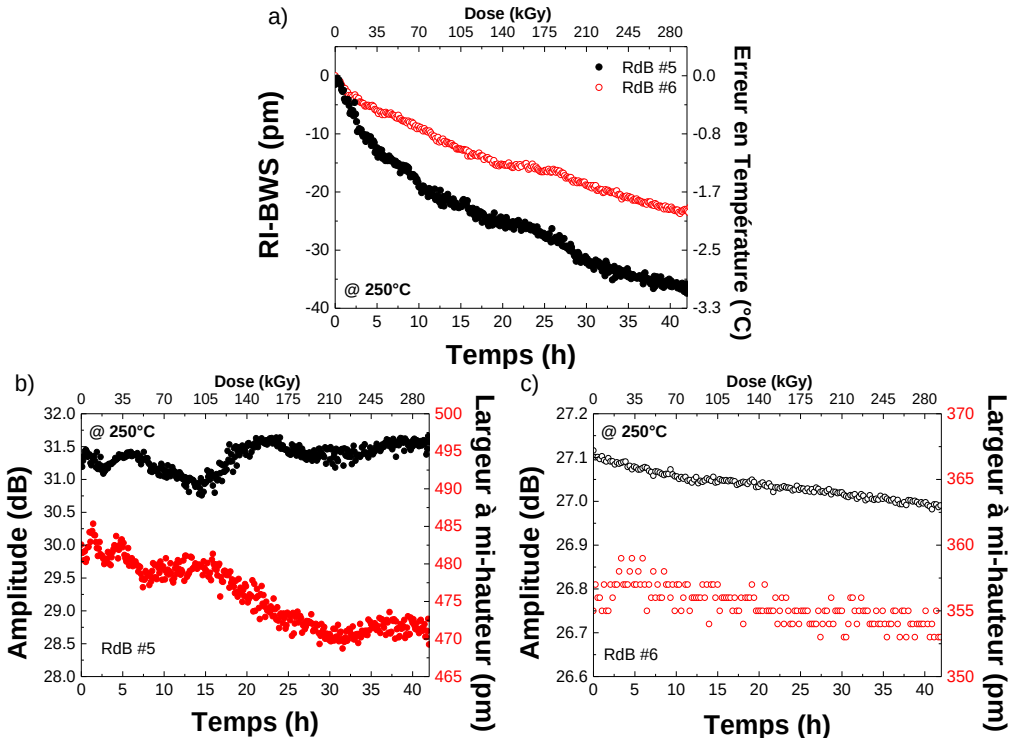

Figure V.24 : Irradiation γ à 2 Gy/s à 250°C jusqu'à 300 kGy de deux réseaux traités à 450°C – RdB #5 et RdB #6 – a) variation de la longueur d'onde de Bragg pour le RdB #6 (cercle noir) et pour le RdB #7 (cercle vide rouge), b) amplitude (cercle noir) et la largeur à mi-hauteur (cercle rouge) pour le RdB #5 et c) amplitude (cercle vide noir) et la largeur à mi-hauteur (cercle vide rouge) pour le RdB #6

En ce qui concerne le réseau #5 (figure V.24.b), son amplitude varie de 2 % tandis que sa largeur à mi-hauteur décroit de 15 pm (3 %), ce qui laisserait penser que ce réseau s'efface. Ce résultat est confirmé par ceux obtenus pour le RdB #6 (figure V.24.c). En effet son amplitude décroit de 3,5 % et sa largeur à mi-hauteur d'un peu plus de 1 %. Ceci, plus le fait que la longueur d'onde de Bragg se décale de plus de 22 pm vers le bleu permet de conclure que ces réseaux s'effacent. En comparant avec les réseaux irradiés sous rayons X à un débit de dose de 10 Gy/s, nous observons à une dose de 100 kGy un déplacement de la longueur d'onde de Bragg similaire sous rayons γ. De plus, comme sous rayons X à 250°C l'amplitude et la largeur à mi-hauteur diminuent contrairement aux irradiations à température ambiante ou lors des tests en température (250°C, 2 semaines).

Nous ne pouvons donc pas utiliser ce type de réseaux avec un recuit à 450°C dans des environnements sévères combinant hautes températures et radiations.

RdBs traités à 750°C

Les réseaux traités à 750°C – RdBs #7 et #8 – ont été irradiés à 250°C et présentent respectivement un décalage de leur longueur d'onde de Bragg de 8 pm et 14 pm (figure V.25.a). Ce décalage est moins important que ceux précédemment observés. Le réseau #7 présente une augmentation de son amplitude de moins de 1 % (figure V.25.b), sa largeur à mi-hauteur reste constante à 420 pm pendant toute la durée de l'irradiation. Des résultats similaires sont obtenus avec le RdB #8 (figure V.25.c) pour lequel son amplitude et sa largeur à mi-hauteur restent constantes également.

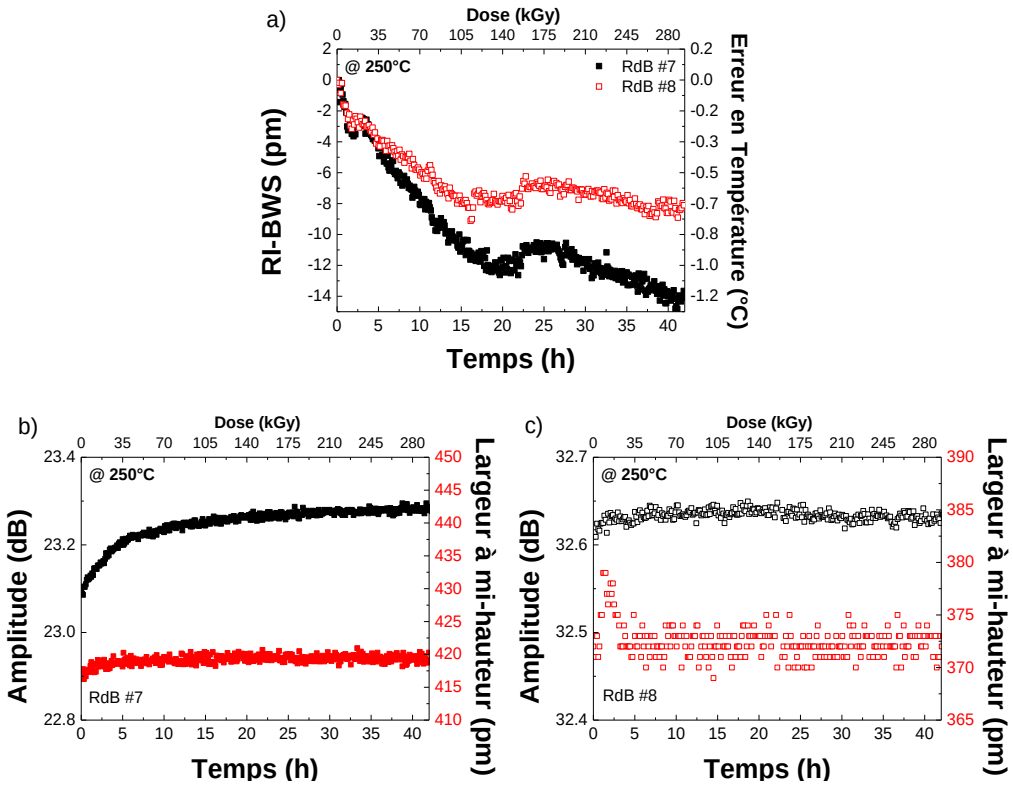

Figure V.25 : Irradiation γ à un débit de dose de 2 Gy/s jusqu'à 300 kGy à une température de 250°C de deux réseaux traités à 750°C – RdB #7 et RdB #8 – a) variation de la longueur d'onde de Bragg pour le RdB #7 (carré noir) et pour le RdB #8 (carré vide rouge), b) amplitude (carré noir) et la largeur à mi-hauteur (carré rouge) pour le RdB #7 et c) amplitude (carré vide noir) et la largeur à mi-hauteur (carré vide rouge) pour le RdB #8

Les réseaux traités à 750°C ne présentent aucun signe d'effacement – leurs amplitudes et leurs largeurs à mi-hauteur restent constantes – mais leurs longueurs d'onde de Bragg varient de moins de 15 pm, ce qui représente un peu plus de 1°C d'erreur. En comparaison avec les

rayons X pour un débit de dose de 10 Gy/s, le comportement du Bragg est similaire. De plus pour toutes les irradiations l'amplitude et la largeur à mi-hauteur restent constantes.

V.3.3 Conclusion sur les irradiations en température

Les réseaux de type R présentent une mauvaise stabilité lors de l'irradiation à température ambiante avec un décalage de la longueur d'onde de Bragg qui ne se stabilise pas jusqu'à 2 MGy (cf. Chapitre IV.1.2). Lors des essais à 250°C sous rayons X, la longueur d'onde de Bragg des réseaux régénérés varie de moins de 10 pm. En faisant varier la température entre 25°C et 250°C, nous avons observé que plus la température est élevée moins la variation de la longueur d'onde de Bragg est importante. Ceci est dû au fait qu'à hautes températures le processus de recombinaison des défauts induits par irradiation est plus efficace qu'à température ambiante, sans que leur efficacité de génération ne semble particulièrement augmentée. A 10 Gy/s et à une température de 150°C l'équilibre est atteint. En augmentant la température ou en diminuant le débit de dose, cet équilibre serait encore présent. Cependant, si le débit de dose augmente, ou si la température diminue, l'équilibre est rompu, et la longueur d'onde de Bragg se décalera à nouveau.

Lors de l'irradiation γ à haute température (250°C) des réseaux régénérés nous avons observé que pour des doses de 300 kGy, le décalage de la longueur d'onde de Bragg est de 30 pm. Ce qui signifie que la température de 250°C n'est pas suffisante pour stabiliser la longueur d'onde de Bragg, contrairement à ceux que nous avons observé à une dose de 100 kGy sous rayons X. Une température supérieure pourrait stabiliser la longueur d'onde de Bragg. Cependant lorsque la dose accumulée a dépassé 1,1 MGy la longueur d'onde s'est mise à varier abruptement de plusieurs centaines de picomètres jusqu'à la dose de 2 MGy. Il apparaitrait donc que ce type de réseaux ne soit pas stable sous radiation et température combinées à cause de l'apparition d'un mécanisme de dégradation qui reste à élucider.

En ce qui concerne les réseaux de type II, ceux traités à 450°C s'effacent lors des irradiations en température et présentent des variations de leurs longueurs d'onde de Bragg de plusieurs dizaines de picomètres à 300 kGy. Ce type de réseau présente pourtant une bonne stabilité pour les irradiations à température ambiante (cf. Chapitre IV.1.3). En ce qui concerne les réseaux traités à 750°C, ils présentent un décalage de la longueur d'onde inférieur à 15 pm vers le bleu à 300 kGy et ne montrent aucun signe d'effacement. Un recuit à plus haute

température pourrait permettre de stabiliser ces réseaux sous radiations à haute température (> 250°C).

V.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié l'effet du débit de dose sur les réseaux de type I avec revêtement. Les RdBs de type I présentent une forte dépendance envers le débit de dose : plus le débit de dose est important plus le pic de Bragg se décale. Cependant les réseaux avec revêtement présentent une dépendance plus limitée vis-à-vis du débit de dose. Les réseaux de type R, comme ceux de type I présentent aussi une dépendance du débit de dose pour les irradiations à température ambiante.

Sur les réseaux de type II, l'effet du débit de dose est très limité puisque les réseaux sont durcis aux radiations – avec des traitements thermiques de 450°C et 750°C – et leurs longueurs d'onde de Bragg se déplacent très peu pour des irradiations à température ambiante. En revanche, lors d'irradiation à 250°C, plus le débit est élevé, plus le décalage de la longueur d'onde de Bragg est important.

Nous avons irradié avec des protons et des électrons des réseaux de types I et II. Comme cela a déjà été démontré sous rayons X et γ, la réponse du réseau dépend de la composition de la fibre et de la technique d'inscription. Nous avons comparé la réponse des RdBs sous un flux de protons, d'électrons et sous rayons X. Nous avons conclu que la réponse des réseaux dépend à la fois de la composition de la fibre, de la technique d'inscription, mais aussi de la nature des radiations. Cependant les RdBs réagissent de manière similaire sous rayons X et protons, hormis pour un réseau inscrit sur la fibre dopée P/Ce. En ce qui concerne la comparaison entre le flux d'électrons et des rayons X, la réponse des réseaux peut être complètement différente, avec dans un cas un réseau qui présente une longueur d'onde de Bragg qui se décale peu sous rayons X et beaucoup sous électrons – ce qui est le cas pour le réseau de type I inscrit dans la fibre dopée B/Ge. Un comportement inverse est mesuré pour le réseau inscrit dans la fibre dopée P/Ce.

Enfin, nous avons étudié l'effet de la température d'irradiation sur la réponse de réseaux de types R et II. Les réseaux de type R présentent un état d'équilibre correspondant à un décalage négligeable de leur longueur d'onde de Bragg lorsque la température est suffisamment élevée et le débit de dose est faible. Hors de cet état d'équilibre, le réseau se dégrade. De plus

lors de l'irradiation γ à 250°C, lorsque la dose accumulée a dépassé 1,1 MGy toutes les longueurs d'onde de Bragg des réseaux régénérés ont commencé à se décaler de plusieurs centaines de picomètres jusqu'à la dose finale de 2 MGy. Ce phénomène reste inexpliqué mais n'est pas lié à un problème d'instrumentation.

Les réseaux de type II présentent un décalage de la longueur d'onde de Bragg plus faible, mais les réseaux traités à 450°C s'effacent contrairement aux réseaux traités à 750°C (brevet AREVA-LabHC). Cependant ces derniers présentent un décalage de la longueur d'onde de Bragg d'une dizaine de picomètre à une dose de 300 kGy.

Conclusions

Dans ce manuscrit nous avons apporté des éléments de réponse pour la mise en place d'un capteur ponctuel mais multiplexé de température basé sur la technologie des réseaux de Bragg. Ce capteur, pour répondre au besoin du réacteur ASTRID, doit avoir un temps de réponse inférieur à 0,5 s pour une résolution en température de 0,5°C dans des environnements hautement radioactifs tels que le cœur d'un réacteur nucléaire.

Les réseaux de **type I** ne peuvent pas être utilisés dans les environnements associés à de hautes températures (> 400°C) puisqu'ils s'effacent. Sous rayons X les performances de ces réseaux ne sont pas stables, leurs longueurs d'onde de Bragg se déplacent d'environ 90 pm à 100 kGy (9°C d'erreur sur la mesure de température) – pour les RdBs inscrits sur une fibre germanosilicate. Le niveau et les cinétiques de leur dégradation sont sensibles aux variations de débits de doses et nous n'avons pas réussi à les stabiliser pour une utilisation sous radiation à température ambiante. De plus suivant la nature de la contrainte radiative – électrons, protons et rayons X – et la composition de la fibre, la variation de la longueur d'onde de Bragg, et donc l'erreur induite par l'environnement sur la mesure de température sera plus ou moins importante.

Cependant ces études sur les réseaux de type I nous ont permis d'apprendre que sous radiation le revêtement acrylate appliqué après l'inscription du réseau et stable thermiquement se re-polymérisait, ce qui fait varier la longueur d'onde de Bragg indépendamment de l'effet des radiations sur le réseau lui-même. Lors de l'utilisation en condition réelle le réseau devra être protégé du milieu extérieur. Mais un revêtement polymère sera donc à proscrire. Il faudra donc utiliser des revêtements métalliques mais pour des irradiations à haute température, le métal risque de se dilater et d'entraîner une nouvelle source d'erreur de mesure sur le RdB. Ceci sera à étudier dans le futur.

Les réseaux de **type R** ont l'avantage d'avoir une excellente stabilité thermique même à très haute température (> 1000°C). Cependant sous radiation à température ambiante ils ont hérité des caractéristiques des réseaux de type I puisqu'ils sont sensibles à la dose accumulée – 40 pm à 100 kGy – ils ne se stabilisent pas à haute dose – jusqu'à 2 MGy – et sont sensibles aux variations du débit de dose. Pour des irradiations à des températures supérieures à 150°C et des doses totales de 100 kGy ces réseaux sont stables. Ce phénomène peut être expliqué par un équilibre favorable trouvé entre les processus de guérison et de création de défauts pendant

l'irradiation. Cependant nous avons observé sous rayons γ que pour les doses supérieures à 1,1 MGy, à une température d'irradiation de 250°C, la longueur d'onde de Bragg varie quasi-linéairement avec la dose.

Enfin la stabilité des réseaux de **type II** en température dépend de la composition de la fibre. Nous avons montré que la présence de germanium, dans une fibre dont le cœur est en silice pure, empêchait la stabilisation thermique du réseau. Si les réseaux sont stables thermiquement ils peuvent supporter des températures supérieures à 1000°C comme les réseaux de type R. Les RdBs de type II sont sensibles aux radiations uniquement si ils n'ont pas subi un recuit suffisamment important. Dans notre cas un traitement thermique de 450°C pendant 8 h puis de 400°C pendant 8 h permet de stabiliser le réseau sous radiations X à température ambiante. De plus ces réseaux sont insensibles aux variations du débit de dose et à la dose accumulée. Si l'irradiation est effectuée à haute température – 250°C – les réseaux traités à 450°C ne sont pas stables avec une variation de la longueur d'onde de Bragg de 20 pm à 300 kGy alors que les réseaux recuits à 750°C pendant 15 min sont beaucoup moins sensibles – < 10 pm à 300 kGy. Nous pouvons aussi supposer qu'un traitement thermique à plus haute température peut stabiliser les réseaux.

Le tableau C.1 regroupe toutes les expériences décrites dans ce manuscrit. Deux expériences principales manquent à ce tableau et pourraient donner lieu à des travaux futurs. Premièrement, nous n'avons effectué aucune expérience sur les réseaux de type II sous un flux d'électrons et deuxièmement, il serait intéressant d'inscrire des RdBs de type R sur des fibres ayant différentes concentrations de germanium, ou régénérés à des températures plus élevées ou plus basses. Si nous faisons l'analogie avec les réseaux de type I plus la concentration de germanium est élevée plus la variation de la longueur d'onde de Bragg est importante sous radiation. De plus toujours avec cette même analogie, plus la température du recuit est élevée plus la longueur d'onde de Bragg sous radiation se décale. Nous pouvons supposer le même phénomène pour la température de régénération. De plus il serait intéressant de tester des réseaux de type R non pré-hydrogénés avant l'inscription. En effet nous avons observé que des réseaux de type I non pré-hydrogénés sont quasi-insensibles aux radiations mais ils ne résistent pas aux hautes températures, contrairement aux réseaux de type R.

En ce qui concerne les réseaux de type I, ils sont inutilisables pour l'application visée par ASTRID, mais ils peuvent être utilisés en tant que capteur de température pour des applications dans le domaine spatial pour les missions associées à de faibles doses de radiations.

Les réseaux de type II sont la technologie la plus mature car ils sont résistants aux effets des radiations et des hautes températures combinés après un traitement thermique à 750°C. Sur ce type de réseaux, il serait intéressant de comparer l'influence de longueur d'onde du laser d'inscription qui peut comme pour les RdBs de type I changer la réponse des réseaux sous radiation.

Réseaux		***Type I***		***Type R***	***Type II***		
Fibre		SMF-28e	Autre	GeR	Autre	Cœur en silice pure	Cœur en silice pure
Recuit		100°C – 69 h ou 300°C – 17 min	120°C – 8 h	750°C ≈ 2 h	120°C – 8 h	450°C – 8 h et 400°C – 8 h	750°C – 15 min
Stabilité Thermique		80°C – 1 semaine	< 120°C	Min 250°C – 2 semaines	< 120°C	Min 250°C – 2 semaines	
Irradiation X	**Stabilité**	Non		Non	Dépend de la composition	Oui	
	Débit de dose	Sensible		Sensible	N.A.	Oui	
	Pré-irradiation	Aucun Effet	N.A.	Aucun effet	N.A.		
	Revêtement Acrylate	Instabilité du réseau	N.A.	N.A.	N.A.		
	Composition de la Fibre	N.A.	Dépendance	N.A.	N.A.	N.A.	
	Température 250C°	N.A.		Stable si T > 150°C	N.A.	Non	Oui
Irradiation γ	**Température 250C°**	N.A.		Instable	N.A.	Non	Oui
Protons	***Composition de la fibre***	N.A.	Dépendance	N.A.	N.A.	N.A.	
Electrons	**Composition de la fibre**	N.A.	Dépendance	N.A.	N.A.	N.A.	

Tableau C.1 Résumé des réponses des réseaux de Bragg de types I, R et II aux différents environnements vus dans ce manuscrit

Annexe 1 : Classification des RdBs

Ci-dessous, la classification des RdBs de J. Canning [105]. Il est à noter que les réseaux à trous – type III ou « void » – ne sont pas présents dans cette classification.

Grating type	Previous label(s)	Characteristics	Thermal resistance	Applications
		Type I		
Type I	Type I	Simple grating writing in photosensitive doped fibres, mainly germanosilicate, including doped photonic crystal fibres [20]. Red shift in λ_{Bragg}. Contributions from defect polarisability changes and structural change or densification. Latent sensitisation behaviour, crucial for grating growth, observed [21]. Stresses usually increase with irradiation – depends on fibre history.	Stable to ~320^{0}C	Telecomms, sensing, biodiagnostics, lasers
Type I*n*	Type IIa, negative index gratings	Characteristic curve usually onsets after type I grating growth rolls over. Onset determined by fibre drawing history, composition, presence of H_2, optical intensity, applied stresses and hypersensitisation. Partial stress relief through anisotropic equilibration/relaxation of stresses [22]. Density change taken over by dilation. Blue shift in λ_{Bragg}, or no shift, usually observed. Under continued exposure at high intensities, increased strains despite equilibration, can lead to eventual fracturing and type II-like damage.	In GeO_2 doped fibres, stable between (500-800)^{0}C, depending on preparation and length required duration.	High temperature sensing, lasers
Type IH	Type I (H_2)	Superficially similar to type I gratings but significantly enhanced index change in the presence of H_2. Large red shift in λ_{Bragg}. Formed defect and hydrogen species give rise to polarisability changes which accounts for bulk o index change. Formation of OH at high temperatures enhances photosensitivity [23]. Stress increase of type I gratings is mitigated by OH dilation and through hydrogen bonding within the network.	<320^{0}C for GeO_2 doped optical fibres, improved in non-germanosilicate fibres and when suing shorter writing wavelength (e.g. 193nm).	Telecomms, sensing, biodiagnostics, lasers (most commonly used gratings)
Type IH*p*	Type Ia	With continued exposure bulk index change keeps rising although index modulation is overall small. Very large red shift in λ_{Bragg} (>10nm, >10^{-2} index change is possible). Similar properties to type I*n* gratings suggests anisotropic stress equilibration through anisotropic OH formation occurs [25].	Up to 500^{0}C in GeO_2 doped fibre.	Sensing, lasers
Type IH*s*	Hypersensitised	When initial seed exposure (either laser, thermal, or solar) is sued to lock in the initial sensitisation phase of H_2loaded fibres superior grating performances and more linear characteristic curves can be obtained [26-32]. Type I*n* gratings possible in H_s hypersensitised fibre [24].	No post-annealing required. Up to 500^{0}C stability, possibly more depending on host and preparation. In P_2O_5 doped fibres useful operation up to 600^{0}C obtained.	Telecomms, complex devices, long term temperature sensing, lasers (especially optimising gain), industrial fabrication based on linearised grating growth
Type I*d*	Densification gratings	Usually written just below the damage threshold of the glass. Enabled grating writing in single-material structured optical fibres [17], as well as the first DBR and DFB photonic crystal fibre lasers with no GeO_2 but instead Al_2O_3 in the core [33-35].	Varies depending on the host composition and host thermal history. Can exceed 300-400^{0}C.	Sensing, lasers, structured fibre devices
		Type II		
Type II	Type II, damage gratings	Gratings produced with intensity exceeding damage threshold of the glass leading to fracturing, void formation and/or filamentation. Using ultra short pulses with high peak intensity cascade ionisation and plasma generation and expand the events involved with change. Femtos3econd gratings recently shown to fall into this category [36].	>1000^{0}C [37] independent of host.	Moderate to high power fibre laser operation depending on dopant, ultra high temperature sensing
		Regenerated gratings		
Type R	Regenerated gratings	Gratings produced after annealing out type I gratings, usually regenerated at temperatures >500^{0}C. Very new configuration with significant potential for optimisation. Similarities with type II gratings although reflectivities are weak and therefore comparable losses and scattering not observed. Can be repeatedly cycled to very high temperatures with no degradation.	>1000^{0}C Stability is related to softening point of core glass [47].	Ultra stable grating operation, sensing or lasers

Tableau A.1 : Classification des Réseaux de Bragg selon J. Canning [105]

Annexe 2 : Récapitulatif des fibres optiques utilisées

Fibres	Composition			Revêtement
	Cœur		Gaine	
	Dopants	Concentration (wt%)	Dopants	
SMF-28e	Ge	5	silice pure	Acrylate
Ge	Ge	5	silice pure	Acrylate
Ge+	Ge	15	silice pure	Acrylate
B/Ge	Ge B	10 5	silice pure	Acrylate
P/Ce	P Ce	8 *	silice pure	Acrylate
GeR	Ge		silice pure	Polyimide
PSC #1	silice pure		F	Polyimide
PSC #2	silice pure		F Ge**	Acrylate
PSC #3	silice pure		F	Polyimide
Phosphore	P			Acrylate
Fluor			F	Acrylate

*Tableau A.2 : Récapitulatifs des fibres utilisées lors des différentes expériences. *en dessous de la limite de détection de la mesure par analyse dispersive en énergie (EDX : Energie Dispersive X-ray spectrometry) [19] ** Présence supposée dans la fibre, cf. Chapitre III.5.2.e*

Annexe 3 : Coefficient de sensibilité thermique

Type de RdB	Fibres	Hydrogénation	Recuit	Plage de température (°C)	Coefficient thermique (pm/°C)
I	**SMF-28e**	1 semaine – 150 bars	100°C – 69 h	25 ; 50	10,4
	SMF-28e	1 semaine – 150 bars	300°C – 17 min	25 ; 50	9,3
	Ge	1 semaine – 150 bars	120°C – 8 h	25 ; 50	10,2
	Ge+	1 semaine – 150 bars	120°C – 8 h	25 ; 50	10,2
	B/Ge	non	120°C – 8 h	25 ; 50	9
	P/Ce	1 semaine – 150 bars	120°C – 8 h	25 ; 50	10,2
R	**GeR**	2 semaines 150 bars	Non	25 ; 80	11,4
			Non	100 ; 130	12,4
			Non	140 ; 170	13,2
			Non	230 ; 260	14,5
			300°C – 5 h	25 ; 50	11,4
II	**PSC #1**	Non	450°C – 8 h ; 400°C – 8 h	25 ; 50	10,24
				225 ; 275	12
	PSC #1	Non	750°C – 15 min	25 ; 50	11,0
				225 ; 275	11,8
	PSC #2	Non	450°C – 8 h ; 400°C – 8 h	25 ; 50	9,8
	PSC #3	Non	450°C – 8 h ; 400°C – 8 h	25 ; 50	9,2
	Ge+	Non	120°C – 8 h	25 ; 50	10,8
	P	Non	120°C – 8 h	25 ; 50	9,8
	F	Non	120°C – 8 h	25 ; 50	10,3

Tableau A.3 : Récapitulatifs des réseaux utilisés avec leurs coefficients thermiques associés

Liste des Publications et Conférences

Publications dans des journaux internationaux

1. T. Blanchet, A. Morana, G. Laffont, R. Cotillard, E. Marin, A. Boukenter, Y. Ouerdane and S. Girard, *« Radiation Effects on Type I Fiber Bragg Gratings: Influence of Recoating and Irradiation Conditions* », **IEEE Journal of Lightwave Technology,** Vol. 36, No. 4, pp. 998-1004, Février 2018, *DOI :10.1109/JLT.2018.2791640*

2. G. Cheymol, L. Remy, A. Gusarov, D. Kinet, P. Mégret, G. Laffont, T. Blanchet, A. Morana, E Marin, and S. Girard, *« Study of Fiber Bragg Grating Samples Exposed to High Fast Neutron Fluences* », **IEEE Transactions on Nuclear Science,** Vol. 65, No. 9, pp. 2494-2501, Mars 2018, *DOI : 10.1109/TNS.2018.2820505*

3. T. Blanchet, A. Morana, T. Allanche, C. Sabatier, I. Reghioua, E. Marin, A. Boukenter, Y. Ouerdane, P. Paillet, M. Gaillardin, O. Duhamel, C. Marcandella, M. Trinczek, G. Assaillit, G. Auriel, D. Aubert, G. Laffont and S. Girard, *« X-ray, Proton and Electron Radiation Effects on Type I Fiber Bragg Gratings »,* **IEEE Transactions on Nuclear Science,** Vol. 65, No. 8, pp. 1632-1638, Août 2018, *DOI : 10.1109/TNS.2018.2823771*

4. T. Blanchet, A. Morana, R. Desmarchelier, A. Boukenter, Y. Ouerdane, G. Laffont, E. Marin, and S. Girard, *« Radiation and High Temperature Effects on Regenerated Fiber Bragg Grating »,* **IEEE Journal of Lightwave Technology,** Mai 2019, *DOI : 10.1109/JLT.2019.2919761, en cours de publication*

Résumés/Abstracts de conférences

1. A. Morana, S. Girard, G. Cheymol, A. Gusarov, L. Remy, T. Blanchet, E. Marin, A. Boukenter and Y. Ouerdane, « *Optical fibers in nuclear reactor at high neutron and gamma fluences: structural modifications and defects* », **11th International Symposium on SiO_2,** Nice, France, Juin 2016

2. T. Blanchet, A. Morana, G. Laffont, R. Cotillard, E. Marin, A. Boukenter, Y. Ouerdane et S. Girard, « *Etude des effets du revêtement Acrylate sur la réponse sous irradiation X de réseaux de Bragg* », **Conférence Fibres en Milieux Radiatifs (FMR),** Chatenay-Malabry, France, Décembre 2016

3. T. Blanchet, G. Laffont, R. Cotillard, E. Marin, A. Boukenter, Y. Ouerdane and S. Girard, « *Radiation Effects on Type I Fiber Bragg Gratings: Influence of recoating* », **SPIE Proceeding Volume 10323, 25th International Conference on Optical Fiber Sensors (OFS),** Jeju, South Korea, Avril 2017, *DOI : 10.1117/12.2263290*

4 T. Blanchet, A. Morana, T. Allanche, C. Sabatier, I. Reghioua, E. Marin, A. Boukenter, Y. Ouerdane, P. Paillet, M. Gaillardin, O. Duhamel, C. Marcandella, M. Trinczek, G. Assaillit, G. Auriel, D. Aubert, G. Laffont and S. Girard, *« X-ray, Proton and Electrons Radiation Effects on Type I Fiber Bragg Gratings* » **17th European Conference on Radiations and its Effects on Components and Systems (RADECS)**, Genève, Suisse, Octobre 2017

5. T. Blanchet, A. Morana, T. Allanche, C. Sabatier, I. Reghioua, E. Marin, A. Boukenter, Y. Ouerdane, P. Paillet, M. Gaillardin, O. Duhamel, C. Marcandella, M. Trinczek, G. Assaillit, G. Auriel, D. Aubert, G. Laffont et S. Girard, « *Effets des irradiations X, Protons et Electrons sur les Réseaux de Bragg de type I »,* **Conférence Fibres en Milieux Radiatifs (FMR),** Mons, Belgique, Décembre 2017

6. T. Blanchet, A. Morana, S. Nehr, G. Laffont, E. Marin, A. Boukenter, Y. Ouerdane et S. Girard, « Combined Radiations and Temperature Effects on FBGs Photo-inscribed by Femtosecond Laser in Radiation-Hardened Optical Fibers », **Advanced Photonics 2018, Bragg Gratings Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides & Materials,** Zurich, Suisse, Juillet 2018, *DOI : 10.1364/BGPPM.2018.BM4A.5*

7. A. Morana, E. Marin, T. Blanchet, L. Lablonde, T. Robin, A. Boukenter, Y. Ouerdane et S. Girard, « Femtosecond IR laser Inscription and X-ray Radiation Response of Fiber Bragg Gratings in Aluminosilicate Optical Fibers », **Advanced Photonics 2018, Bragg Gratings Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides & Materials,** Zurich, Suisse, Juillet 2018, *DOI : 10.1364/BGPPM.2018.BM2A.2*

8. T. Blanchet, R. Desmarchelier, A. Morana, A. Boukenter, Y. Ouerdane, G. Laffont, E. Marin, and S. Girard, *« Regenerated Fiber Bragg Gratings under High Temperature and Radiations»,* **26th International Conference on Optical Fiber Sensors (OFS),** Lausanne, Suisse, Septembre 2018 *DOI : 10.1364/OFS.2018.WF65*

9. T. Blanchet, A. Morana, R. Desmarchelier, A. Boukenter, Y. Ouerdane, G. Laffont, E. Marin, and S. Girard, *« Effets Combinés Radiations-Température sur les Réseaux de Bragg Régénérés »,* **Conférence Fibres en Milieux Radiatifs,** St Etienne, France, Décembre 2018

10. T. Blanchet, S. Nehr, R. Desmarchelier, A. Morana, A. Gusarov, A. Boukenter, Y. Ouerdane, E. Marin, S. Girard and G. Laffont, , *« High Temperature and γ-ray Radiation Effects on Regenerated Fiber Bragg Grating »,* **Optical Sensors and Sensing Congress,** San Jose, California, USA, Juin 2019, *Ref. STh4A 5*

Références

[1] Je. Hecht, *City of Light: The Story of Fiber Optics*. 1999.

[2] J. Canning, M. Stevenson, S. Bandyopadhyay, and K. Cook, "Extreme Silica Optical Fibre Gratings," *Sensors*, vol. 8, no. 10, pp. 6448–6452, Oct. 2008.

[3] NTT Press Releases, "World Record One Petabit per Second Fiber Transmission over 50-km: Equivalent to Sending 5,000 HDTV Videos per Second over a Single Fiber," 2012. [Online]. Available: http://www.ntt.co.jp/news2012/1209e/120920a.html. [Accessed: 04-Apr-2018].

[4] The Fiber Optic Association, Inc., "Optical Fiber," *Optical Fiber*. [Online]. Available: http://www.thefoa.org/tech/ref/basic/fiber.html. [Accessed: 04-Apr-2018].

[5] P. Ferdinand, "Capteurs à fibres optiques à réseaux de Bragg," *Tech. Ing. Mes. Contrô*, no. R6735, p. 24, 1999.

[6] Corning, "Corning SMF-28 Ultra Fibre Optique." [Online]. Available: https://www.corning.com/media/worldwide/coc/documents/Fiber/PI1424_11-14_fr-FR.pdf. [Accessed: 05-Apr-2018].

[7] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, vol. 1, 1 vols. Science Paperbacks, 1983.

[8] C. Vassallo, *Optical Waveguide Concepts*, vol. 1, 1 vols. Elsevier, 1991.

[9] Comsol, "Comsol Multiphysics." [Online]. Available: https://www.comsol.fr/. [Accessed: 05-Mar-2018].

[10] hellopro, "Fibres optiques monomodes - telecom smf- 28e." [Online]. Available: http://www.hellopro.fr/fibres-optiques-monomodes-telecom-smf-28e-2014205-163583-produit.html. [Accessed: 05-Apr-2018].

[11] ONISEP, "Un endoscope constitué d'une seule fibre optique." [Online]. Available: http://mavoiescientifique.onisep.fr/un-endoscope-constitue-dune-seule-fibre-optique/. [Accessed: 05-Apr-2018].

[12] S. Rizzolo, "Advantages and Limitations of Distributed Optical-Frequency-Domain-Reflectometry for Optical Fiber-based Sensors in Harsh Environments," Université Jean Monnet & Universitä Degli Studi of Palermo, 2016.

[13] M. Vivona, "Radiation Hardening of Rare-Earth Doped Fiber Amplifiers," Université Jean Monnet (Saint-Etienne), St Etienne, 2013.

[14] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*. John Wiley & Sons, Inc., 2002.

[15] D. Di Francesca, “Roles of dopants, interstitial O2 and temperature in the effects of irradiation on silica-based optical fibers,” PhD Thesis, Saint-Etienne, 2015.

[16] W. H. Zachariasen, “The atomic arrangement in glass,” *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 54, pp. 3841–3851, 1932.

[17] L. Skuja, M. Hirano, H. Hosono, and K. Kajihara, “Defects in oxide glasses,” *Phys. Status Solidi C*, vol. 2, no. 1, pp. 15–24, Jan. 2005.

[18] L. Skuja, “Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide,” *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 239, no. 1, pp. 16–48, 1998.

[19] I. Reghioua, “Cathodoluminescence Characterization of Point Defects in Silica-Based Materials: Optical Fibers and Nanoparticules,” Université Jean Monnet (Saint-Etienne), Saint-Etienne, 2018.

[20] L. Skuja, “A new intrinsic defect in amorphous SiO2: twofold coordinated silicon,” *Solid State Commun.*, vol. 50, no. 12, pp. 1069–1072, 1984.

[21] A. Morana, “Gamma-rays and neutrons effects on optical fibers and Bragg gratings for temperature sensors,” PhD Thesis, Université Jean Monnet de Saint Etienne (France) and Università Degli Studi di Palermo (Italy), 2013.

[22] L. Skuja, K. Kajihara, T. Kinoshita, M. Hirano, and H. Hosono, “The behavior of interstitial oxygen atoms induced by F2 laser irradiation of oxygen-rich glassy SiO2,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, no. 191, pp. 127–130, May 2002.

[23] G. Pacchioni, L. Skuja, and D. L. Griscom, *Defects in SiO2 and Related Dielectrics: Science and Technology*. NATO Science Series, 2000.

[24] D. L. Griscom, “Radiation hardening of pure-silica-core optical fibers: Reduction of induced absorption bands associated with self-trapped holes,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 2, p. 175, 1997.

[25] S. Girard, “Analyse de la Réponse des Fibres Optiques soumises à Divers Environnements Radiatifs,” Université Jean Monnet (Saint-Etienne), 2003.

[26] D. L. Griscom, “Electron spin resonance characterization of self-trapped holes in amorphous silicon dioxide,” *J. Non-Cryst. Solids*, no. 149, pp. 137–160, 1992.

[27] M. Royon, “Ingénierie de verres de silice : influence de pré-traitements sur la variation d’indice de réfraction de guides d’ondes photo-inscrits par laser femtoseconde,” Université Jean Monnet (Saint-Etienne), Saint-Etienne, 2018.

[28] S. Girard, J. Kuhnhenn, A. Gusarov, B. Brichard, M. Van Uffelen, Y. Ouerdane, A. Boukenter, and C. Marcandella, "Radiation Effects on Silica-Based Optical Fibers: Recent Advances and Future Challenges," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 60, no. 3, pp. 2015–2036, Jun. 2013.

[29] National Instruments, "Fundamentals of Fiber Bragg Grating (FBG) Optical Sensing," 2016. [Online]. Available: http://www.ni.com/white-paper/11821/en/. [Accessed: 06-Apr-2018].

[30] Micron Optics, "Micron Optics Sensors." [Online]. Available: http://www.micronoptics.com/products/sensing-solutions/sensors/. [Accessed: 19-Dec-2018].

[31] D. K. Gifford, B. J. Soller, M. S. Wolfe, and M. E. Froggatt, "Distributed Fiber-Optic Temperature Sensing using Rayleigh Backscatter," *Luna Defying Impossible*, 2012.

[32] OZ Optics, "Fiber Optic Distributed Strain and Temperature Sensors," *Fiber Optic Distributed Strain and Temperature Sensors*. [Online]. Available: https://www.ozoptics.com/ALLNEW_PDF/DTS0115.pdf. [Accessed: 19-Dec-2018].

[33] C. Cangialosi, "Performances of Raman and Brillouin fiber-based sensing of temperature and strain in harsh environments," Université Jean Monnet & Universitä Degli Studi of Palermo, 2016.

[34] J. Hénault, "Exemple d'application de capteurs à fibre optique," Salon Mesurexpo - Journée Mesure de température, 17-Oct-2006.

[35] Light Guide Solutions, "Applications – Capteurs Fibre Optique." [Online]. Available: http://www.lightguidesolutions.com/fr/applications-capteurs-fibre-optique/. [Accessed: 06-Apr-2018].

[36] X. Outhier, "Les capteurs à fibres optiques," 13-May-1997. [Online]. Available: http://d2set.free.fr/fr/projets/realisations/capteurs-FO.html#Analyse%20chimique. [Accessed: 06-Apr-2018].

[37] H. Alemohammad, A. Azhari, and R. Liang, "Fiber optic sensors for harsh environment sensing: case studies on environmental sensing," in *Fiber Optic Sensors and Applications XV*, 2018, vol. 10654, p. 106540M.

[38] A. Garcia-Ruiz, R. Magalhães, L. Costa, F. J. Cobo, H. F. Martins, M. R. Fernández-Ruiz, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez, "Transforming the Fiber-Optic Network into a Dense and Ultrasensitive Seismic Sensor Array," in *2018 20th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, 2018, pp. 1–4.

[39] H. Henschel, O. Kohn, and H. U. Schmidt, “Radiation Induced Loss Measurements of Optical Fibres with Optical Time Domain Reflectometers (OTDR) at High and Low Dose Rates,” in *Radiation and its Effects on Devices and Systems, 1991. RADECS 91., First European Conference on*, 1991, pp. 380–382.

[40] T. Horiguchi, T. Kurashima, and Y. Koyamada, “Measurement of temperature and strain distribution by Brillouin frequency shift in silica optical fibers,” in *Fibers’ 92*, 1993, pp. 2–13.

[41] T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, M. Tateda, and Y. Koyamada, “Development of Distributed Sensing Technique Using Brillouin Scattering,” *J. Light. Technol.*, vol. 13, no. 7, pp. 1296–1302, Jul. 1995.

[42] L. Thévenaz, “Brillouin distributed time-domain sensing in optical fibers: state of the art and perspectives,” *Front. Optoelectron. China*, vol. 3, no. 1, pp. 13–21, Mar. 2010.

[43] A. Morana, I. Planes, S. Girard, C. Cangialosi, S. Delepine-Lesoille, E. Marin, A. Boukenter, and Y. Ouerdane, “Steady-State Radiation-Induced Effects on the Performances of BOTDA and BOTDR Optical Fiber Sensors,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 65, no. 1, pp. 111–118, Jan. 2018.

[44] Febus Optics, “FEBUS-G1 Measurment System.” [Online]. Available: http://febus-optics.com/1/en/technology/. [Accessed: 14-Jan-2019].

[45] Y. Li, F. Zhang, and T. Yoshino, “Wide temperature-range Brillouin and Rayleigh optical-time-domain reflectometry in a dispersion-shifted fiber,” *Appl. Opt.*, vol. 42, no. 19, pp. 3772–3775, 2003.

[46] D. Garus, K. Krebber, F. Schliep, and T. Gogolla, “Distributed sensing technique based on Brillouin optical-fiber frequency-domain analysis,” *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 17, pp. 1402–1404, 1996.

[47] R. Bernini, A. Minardo, and L. Zeni, “Distributed Sensing at Centimeter-Scale Spatial Resolution by BOFDA: Measurements and Signal Processing,” *IEEE Photonics J.*, vol. 4, no. 1, pp. 48–56, Feb. 2012.

[48] J. P. Dakin, D. J. Pratt, G. W. Bibby, and J. N. Ross, “Distributed Optical Fibre Raman Temperature Sensor Using a Semiconductor Light Source and Dectector,” *Electron. Lett.*, vol. 21, no. 13, pp. 569–570, Jun. 1985.

[49] A. F. Fernandez, P. Rodeghiero, B. Brichard, F. Berghmans, A. H. Hartog, P. Hughes, K. Williams, and A. P. Leach, "Radiation-tolerant Raman distributed temperature monitoring system for large nuclear infrastructures," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 52, no. 6, pp. 2689–2694, Dec. 2005.

[50] D. Di Francesca, S. Girard, I. Planes, A. Cebollada, G. L. Vecchi, A. Alessi, I. Reghioua, C. Cangialosi, A. Ladaci, S. Rizzolo, V. Lecoeuche, A. Boukenter, A. Champavere, and Y. Ouerdane, "Radiation Hardened Architecture of a Single-Ended Raman-Based Distributed Temperature Sensor," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 64, no. 1, pp. 54–60, Jan. 2017.

[51] M. A. Farahani and T. Gogolla, "Spontaneous Raman scattering in optical fibers with modulated probe light for distributed temperature Raman remote sensing," *J. Light. Technol.*, vol. 17, no. 8, p. 1379, 1999.

[52] T. Wei, Y. Han, Y. Li, H.-L. Tsai, and H. Xiao, "Temperature-insensitive miniaturized fiber inline Fabry-Perot interferometer for highly sensitive refractive index measurement," *Opt. Express*, vol. 16, no. 8, pp. 5764–5769, Apr. 2008.

[53] H. Y. Choi, K. S. Park, S. J. Park, U.-C. Paek, B. H. Lee, and E. S. Choi, "Miniature fiber-optic high temperature sensor based on a hybrid structured Fabry-Perot interferometer," *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 21, pp. 2455–2457, Nov. 2008.

[54] S. H. Aref, R. Amezcua-Correa, J. P. Carvalho, O. Frazão, P. Caldas, J. L. Santos, F. M. Araùjo, H. Latifi, F. Farahi, L. A. Ferreira, and J. C. Knight, "Modal interferometer based on hollow-core photonic crystal fiber for strain and temperature measurement," *Opt. Express*, vol. 17, no. 21, pp. 18669–18675, Oct. 2009.

[55] Y. B. Yu and W. K. Chow, "Review on an Advanced High-Temperature Measurement Technology: The Optical Fiber Thermometry," *J. Thermodyn.*, vol. 2009, pp. 1–11, 2009.

[56] Z. Zhang, K. T. V. Grattan, and A. W. Palmer, "Fiber optic temperature sensor based on the cross referencing between blackbody radiation and fluorescence lifetime," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 63, no. 5, pp. 3177–3181, May 1992.

[57] F. Jensen, T. Kakuta, T. Shikima, S. Tsutomu, M. Narui, and M. Nakazawa, "Optical measurements of high temperatures for material investigations in nuclear reactor environments," *Fusion Eng. Des.*, vol. 42, pp. 449–454, 1998.

[58] T. Blanchet, A. Morana, G. Laffont, R. Cotillard, E. Marin, A. Boukenter, Y. Ouerdane, and S. Girard, "Radiation Effects on Type I Fiber Bragg Gratings: Influence of Recoating and Irradiation Conditions," *J. Light. Technol.*, vol. 36, no. 4, pp. 998–1004, Feb. 2018.

[59] R. J. Black, D. Zare, L. Oblea, Y.-L. Park, B. Moslehi, and C. Neslen, “On the gage factor for optical fiber grating strain gages,” in *Proceedings of Society for the Advancement of Materials and Process Engineering*, Long Beach, CA, USA, 2008, pp. 18–22.

[60] Resolution Spectra Systems, “FBG interrogators High-multiplexing interrogator.” [Online]. Available: http://resolutionspectra.com/products/fbg-interrogators/. [Accessed: 24-Apr-2018].

[61] Technobis, “Fiber Optic Sensing Solutions Product Catalog 2018,” 2018. [Online]. Available: http://www.technobis.com/files/9715/2145/8747/2018-Catalog-TechnobisFiberOpticSensingSolutions.pdf.pdf. [Accessed: 26-Dec-2018].

[62] J. Canning, S. Bandyopadhyay, M. Stevenson, P. Biswas, J. Fenton, and M. Aslund, “Regenerated gratings,” *J. Eur. Opt. Soc.-Rapid Publ.*, vol. 4, 2009.

[63] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, and J. E. Sipe, “Long-period fiber gratings as band-rejection filters,” *J. Light. Technol.*, vol. 14, no. 1, pp. 58–65, 1996.

[64] S. W. James and R. P. Tatam, “Optical fiber long-period grating sensors: characteristics and applications,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 14, pp. 49–61, 2003.

[65] J.-N. Wang and J.-L. Tang, “Feasibility of Fiber Bragg Grating and Long-Period Fiber Grating Sensors under Different Environmental Conditions,” *Sensors*, vol. 10, no. 11, pp. 10105–10127, Nov. 2010.

[66] V. Bhatia, “Applications of long-period gratings to single and multi-parameter sensing,” *Opt. Express*, vol. 4, no. 11, pp. 457–466, 1999.

[67] V. Bhatia and A. M. Vengsarkar, “Optical fiber long-period grating sensors,” *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 9, pp. 692–694, 1996.

[68] D. Sporea, A. Stăncalie, D. Neguţ, G. Pilorget, S. Delepine-Lesoille, and L. Lablonde, “Comparative study of long period and fiber Bragg gratings under gamma irradiation,” *Sens. Actuators Phys.*, vol. 233, pp. 295–301, Sep. 2015.

[69] Micron Optics, “Optical Sensing Instrument si 155.” [Online]. Available: http://www.micronoptics.com/product/optical-sensing-instrument-si155/. [Accessed: 16-Jan-2019].

[70] Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules, “Dommages dus aux rayonnements sur les systèmes électroniques.” [Online]. Available: http://www.in2p3.fr/actions/formation/Materiaux08/electronique.pdf. [Accessed: 10-Jul-2018].

[71] Ö. Amutkan, “Space Radiation Environment and Radiations Hardness assurance tests of electronic components to be used in space missions,” Jul-2010. [Online]. Available: https://etd.lib.metu.edu.tr/upload/12612238/index.pdf. [Accessed: 02-Oct-2018].

[72] A. Ladaci, “Rare Earth Doped Optical Fibers and Applications for Space Applications,” Université Jean Monnet & Politecnico di Bari, St Etienne, 2017.

[73] CEA, “Le fonctionnement d’un réacteur nucléaire électrogène,” 29-Jan-2015. [Online]. Available: http://www.cea.fr/comprendre/Pages/energies/nucleaire/essentiel-sur-fonctionnement-reacteur-nucleaire-electrogene.aspx. [Accessed: 02-Oct-2010].

[74] S. Girard, A. Morana, A. Ladaci, T. Robin, L. Mescia, J.-J. Bonnefois, J. Mekki, A. Paveau, B. Cadier, E. Marin, Y. Ouerdane, and A. Boukenter, “Recent advances in radiation hardened fiber-based technologies for space applications,” *J. Opt.*, vol. 20, no. 09, p. 49, Aug. 2018.

[75] National Aeronautics and Space Administration, “Mission Juno: Why Study Jupiter?” [Online]. Available: https://www.missionjuno.swri.edu/origin. [Accessed: 27-Jun-2018].

[76] Agence Nationale de Gestion des Déchets Nucléaire, “ANDRA : Cigéo.” [Online]. Available: https://www.andra.fr/cigeo. [Accessed: 27-Jun-2018].

[77] W. Primak and E. Edwards, “Radiation-induced dilatations in vitreous silica,” *Phys. Rev.*, vol. 128, no. 6, p. 2580, 1962.

[78] CNRS and edp sciences, “La Radioactivité : l’effet Cerenkov.” [Online]. Available: http://www.laradioactivite.com/site/pages/Effet_Cherenkov.htm. [Accessed: 28-Jun-2018].

[79] N. Al Helou, H. El Hamzaoui, B. Capoen, G. Bouwmans, A. Cassez, Y. Ouerdane, A. Boukenter, S. Girard, G. Chadeyron, R. Mahiou, and M. Bouazaoui, “Radioluminescence and Optically Stimulated Luminescence Responses of a Cerium-Doped Sol-Gel Silica Glass Under X-Ray Beam Irradiation,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 65, no. 8, pp. 1591–1597, Aug. 2018.

[80] L. Remy, G. Cheymol, A. Gusarov, A. Morana, E. Marin, and S. Girard, “Compaction in Optical Fibres and Fibre Bragg Gratings Under Nuclear Reactor High Neutron and Gamma Fluence,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 63, no. 4, pp. 2317–2322, Aug. 2016.

[81] W. Primak, “Fast-neutron-induced changes in quartz and vitreous silica,” *Phys. Rev.*, vol. 110, no. 6, pp. 1240–1254, 1958.

[82] W. Primak and R. Kampwirth, “The Radiation Compaction of Vitreous Silica,” *J. Appl. Phys.*, vol. 39, no. 12, pp. 5651–5658, Nov. 1968.

[83] J. A. Ruller and E. J. Friebele, “The effect of gamma-irradiation on the density of various types of silica,” *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 136, pp. 163–172, 1991.

[84] F. Piao, W. G. Oldham, and E. E. Haller, “The mechanism of radiation-induced compaction in vitreous silica,” *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 276, no. 1, pp. 61–71, 2000.

[85] A. Gusarov and S. K. Hoeffgen, “Radiation Effects on Fiber Gratings,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 60, no. 3, pp. 2037–2053, Jun. 2013.

[86] S. Rizzolo, E. Marin, M. Cannas, A. Boukenter, Y. Ouerdane, J. Perisse, J.-R. Macé, S. Bauer, C. Marcandella, P. Paillet, and S. Girard, “Radiation effects on optical frequency domain reflectometry fiber-based sensor,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 20, pp. 4571–4574, Oct. 2015.

[87] A. Gusarov, C. Chojetzki, I. Mckenzie, H. Thienpont, and F. Berghmans, “Effect of the Fiber Coating on the Radiation Sensitivity of Type I FBGs,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 20, no. 21, pp. 1802–1804, Nov. 2008.

[88] S. Rizzolo, E. Marin, A. Morana, A. Boukenter, Y. Ouerdane, M. Cannas, J. Perisse, S. Bauer, J.-R. Mace, and S. Girard, “Investigation of Coating Impact on OFDR Optical Remote Fiber-Based Sensors Performances for Their Integration in High Temperature and Radiation Environments,” *J. Light. Technol.*, vol. 34, no. 19, pp. 4460–4465, Oct. 2016.

[89] E. Regnier, I. Flammer, S. Girard, F. Gooijer, F. Achten, and G. Kuyt, “Low-Dose Radiation-Induced Attenuation at InfraRed Wavelengths for P-Doped, Ge-Doped and Pure Silica-Core Optical Fibres,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 54, no. 4, pp. 1115–1119, Aug. 2007.

[90] J. J. Koponen, M. J. Söderlund, H. J. Hoffman, and S. K. Tammela, “Measuring photodarkening from single-mode ytterbium doped silica fibers,” *Opt. Express*, vol. 14, no. 24, pp. 11539–11544, 2006.

[91] S. Girard, Y. Ouerdane, C. Marcandella, A. Boukenter, S. Quenard, and N. Authier, “Feasibility of radiation dosimetry with phosphorus-doped optical fibers in the ultraviolet and visible domain,” *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 357, no. 8–9, pp. 1871–1874, Apr. 2011.

[92] S. Girard, J. Baggio, and J. Bisutti, “14-MeV Neutron g-Ray, and Pulsed X-Ray Radiation-Induced Effects on Multimode Silica-Based Optical Fibers,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, no. 6, pp. 3750–3757, Dec. 2006.

[93] D. L. Griscom, “Defect Structure of Glasses,” *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 73, pp. 51–77, 1985.

[94] World Nuclear Association, “Generation IV Nuclear Reactors,” Dec-2017. [Online]. Available: http://www.world-nuclear.org/information-library/nuclear-fuel-cycle/nuclear-power-reactors/generation-iv-nuclear-reactors.aspx. [Accessed: 03-Oct-2018].

[95] CEA, “ASTRID, une option pour la quatrième génération,” 19-Oct-2017. [Online]. Available: http://www.cea.fr/Pages/domaines-recherche/energies/energie-nucleaire/astrid-option-quatrieme-generation.aspx?Type=Chapitre&numero=1. [Accessed: 02-Oct-2018].

[96] OECD Nuclear Energy Agency for the Generation IV International, “Technology Roadmap Update for Generation IV Nuclear Energy Systems,” Jan-2014. [Online]. Available: https://www.gen-4.org/gif/upload/docs/application/pdf/2014-03/gif-tru2014.pdf. [Accessed: 02-Oct-2018].

[97] G. Laffont, R. Cotillard, N. Roussel, R. Desmarchelier, and S. Rougeault, “Temperature Resistant Fiber Bragg Gratings for On-Line and Structural Health Monitoring of the Next-Generation of Nuclear Reactors,” *Sensors*, vol. 18, no. 6, p. 1791, Jun. 2018.

[98] G. Rodriguez, J. Guidez, P. Le Coz, M. Saez, C. Latgé, F. Baqué, J.-P. Jeannot, J.-L. Séran, M. Le Flem, C. Cabet, and M. Pelletier, *La technologie des RNR-NA: les réacteurs nucléaires à caloporteur sodium*. 2014.

[99] F. Jadot, F. Baqué, J. P. Jeannot, G. De Dinechin, J. M. Augem, and J. Sibilo, “ASTRID sodium cooled fast reactor: Program for improving in service inspection and repair,” in *Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA), 2011 2nd International Conference on*, 2011, pp. 1–8.

[100] J.-P. Jeannot, G. Rodriguez, C. Jammes, B. Bernandin, J. Portier, F. Jadot, S. Maire, D. Verrier, F. Loisy, and G. Prèle, “R&D Program for Core Instrumentation Improvements Devoted for French Sodium Fast Reactors,” *IEEE*, 2011.

[101] M. Perry, P. Niewczas, and M. Johnston, “Effects of Neutron-Gamma Radiation on Fiber Bragg Grating Sensors: A Review,” *IEEE Sens. J.*, vol. 12, no. 11, pp. 3248–3257, Nov. 2012.

[102] A. Morana, S. Girard, E. Marin, M. Lancry, J. Grelin, C. Marcandella, P. Paillet, A. Boukenter, and Y. Ouerdane, “Dependence of the voids-fiber Bragg grating radiation response on temperature, dose and dose-rate,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 65, no. 8, pp. 1619–1623, Aug. 2018.

[103] E. Curras, A. L. Virto, D. Moya, I. Vila, J. G. Carrion, M. Frovel, J. Garcia-Lopez, M. C. Jimenez, Y. Morilla, and F. R. Palomo, "Influence of the Fiber Coating Type on the Strain Response of Proton-Irradiated Fiber Bragg Gratings," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 59, no. 4, pp. 937–942, Aug. 2012.

[104] E. W. Taylor, K. E. Hulick, J. M. Battiato, A. D. Sanchez, J. E. Winter, and A. R. Pirich, "Response of germanium-doped fiber Bragg gratings in radiation environments," in *Enabling Photonic Technologies for Aerospace Applications*, 1999, vol. 3714, pp. 106–114.

[105] J. Canning, "Fibre gratings and devices for sensors and lasers," *Laser Photonics Rev.*, vol. 2, no. 4, pp. 275–289, Aug. 2008.

[106] S. A. Slattery, D. N. Nikogosyan, and G. Brambilla, "Fiber Bragg grating inscription by high-intensity femtosecond UV laser light: comparison with other existing methods of fabrication," *JOSA B*, vol. 22, no. 2, pp. 354–361, 2005.

[107] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *J. Light. Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1277–1294, 1997.

[108] H. Kogelnik, "Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings," *Bell Syst. - Tech. J.*, vol. 48, no. 9, pp. 2909–2947, 1969.

[109] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 32, no. 10, pp. 647–649, 1978.

[110] L. Chao, L. Reekie, and M. Ibsen, "Grating writing through the fibre coating at 244nm and 248nm," *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 11, pp. 924–926, 1999.

[111] G. Violakis, M. Konstantaki, and S. Pissadakis, "Accelerated recording of negative index gratings in Ge-doped optical fibers using 248-nm 500-fs laser radiation," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 10, pp. 1182–1184, May 2006.

[112] K. Hirao and K. Miura, "Writing waveguides and gratings in Silica and related materials by femtosecond Laser," *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 239, pp. 91–95, 1998.

[113] G. D. Marshall and M. J. Withford, "Annealing properties of femtosecond laser inscribed point-by-point fiber Bragg gratings," in *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides*, 2007.

[114] G. Laffont, R. Cotillard, and P. Ferdinand, "Multiplexed regenerated fiber Bragg gratings for high-temperature measurement," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 24, no. 9, p. 094010, Sep. 2013.

[115] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, and J. Albert, “Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, no. 10, pp. 1035–1037, 1993.

[116] A. Morana, E. Marin, S. Girard, C. Marcandella, P. Paillet, A. Boukenter, and Y. Ouerdane, “Dose Rate Effect Comparison on the Radiation Response of Type I Fiber Bragg Gratings Written With UV cw Laser,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 63, no. 4, pp. 2046–2050, May 2016.

[117] P. M. Cavaleiro, F. M. Araùjo, L. A. Ferreira, J. L. Santos, and F. Farahi, “Simultaneaous Measurement of Strain and Temperature Using Bragg Gratings Written in Germanosilicate and Boron-Codoped Germanosilicate Fibers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 11, no. 12, pp. 1635–1638, Dec. 1999.

[118] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press. 1999.

[119] J. Stone, “Interactions of hydrogen and deuterium with silica optical fibers: A review,” *J. Light. Technol.*, vol. 5, no. 5, pp. 712–733, 1987.

[120] C.-W. Hsu, L. A. Wang, and H.-L. Chen, “Characteristics of fiber Bragg grating with deuterium loading,” in *Optical Fiber Communication*, 1998, vol. 3420, pp. 194–203.

[121] T.-E. Tsai, G. M. Williams, and E. Joseph Friebele, “Index structure of fiber Bragg gratings in Ge-SiO2 fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 4, pp. 224–226, 1997.

[122] Q. Chen, P. Lu, and L. Men, “Photosensitivity of optical fiber gratings and sensing applications,” 2007.

[123] S. J. Mihailov, C. W. Smelser, P. Lu, R. B. Walker, D. Grobnic, H. Ding, G. Henderson, and J. Unruh, “Fiber Bragg gratings made with a phase mask and 800-nm femtosecond radiation,” *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 12, pp. 995–997, 2003.

[124] D. A. Barber and N. H. Rizvi, “Practical study of the effects of exposure conditions on the quality of fiber Bragg gratings written with excimer and argon-ion lasers,” in *Photonics Fabrication Europe*, 2003, pp. 16–25.

[125] M. L. Aslund, J. Canning, M. Stevenson, and K. Cook, “Thermal stabilization of Type I fiber Bragg gratings for operation up to 600° C,” *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 4, pp. 586–588, 2010.

[126] B.-O. Guan, H.-Y. Tam, X. Tao, and X.-Y. Dong, “Highly stable fiber Bragg gratings written in hydrogen-loaded fiber,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 12, no. 10, pp. 1349–1351, Oct. 2000.

[127] M.-H. Lai, D. S. Gunawardena, K.-S. Lim, H.-Z. Yang, and H. Ahmad, “Observation of grating regeneration by direct CO_2 laser annealing,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 1, p. 452, Jan. 2015.

[128] A. Bueno, D. Kinet, P. Mégret, and C. Caucheteur, “Fast thermal regeneration of fiber Bragg gratings,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 20, p. 4178, Oct. 2013.

[129] K. Cook, L. Shao, and J. Canning, “Regeneration and helium: regenerationg Bragg gratings in helium-loaded germanosilicate optical fibre,” *Opt. Mater. Express*, vol. 2, no. 12, pp. 1733–1742, Nov. 2012.

[130] D. Grobnic, C. W. Smelser, S. J. Mihailov, and R. B. Walker, “Long-term thermal stability tests at 1000 °C of silica fibre Bragg gratings made with ultrafast laser radiation,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 17, no. 5, pp. 1009–1013, May 2006.

[131] C. W. Smelser, S. J. Mihailov, and D. Grobnic, “Formation of Type I-IR and Type II-IR gratings with an ultrafast IR laser and a phase mask,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 14, pp. 5377–5386, 2005.

[132] A. Martinez, I. Y. Khrushchev, and I. Bennion, “Thermal properties of fibre Bragg gratings inscribed point-by-point by infrared femtosecond laser,” *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 4, pp. 176–178, 2005.

[133] A. Martinez, M. Dubov, I. Khrushchev, and I. Bennion, “Photoinduced Modifications in Fiber Gratings Inscribed Directly by Infrared Femtosecond Irradiation,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 21, pp. 2266–2268, Nov. 2006.

[134] S. R. Baker, H. N. Rourke, V. Baker, and D. Goodchild, “Thermal decay of fiber Bragg gratings written in boron and germanium codoped silica fiber,” *J. Light. Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1470–1477, 1997.

[135] A. Morana, S. Girard, E. Marin, M. Lancry, C. Marcandella, P. Paillet, L. Lablonde, T. Robin, R. J. Williams, M. J. Withford, A. Boukenter, and Y. Ouerdane, “Influence of photo-inscription conditions on the radiation-response of fiber Bragg gratings,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 7, pp. 8659–8669, Apr. 2015.

[136] M. Lancry, “Contribution à l’étude de méthodes de sensibilisation de fibres optiques de communication et mécanismes associés,” Université de Lille, Lille, 2004.

[137] J. E. Shelby, “Molecular diffusion and solubility of hydrogen isotopes in vitreous silica,” *J. Appl. Phys.*, vol. 48, no. 8, pp. 3387–3394, Aug. 1977.

[138] E. A. Bonnell, “Temperature Dependant Behavior of Optical Loss from Hydrogen Species in Optical Fibers at High Temperature,” Faculty of the Virginia Polytechnic Institute, Blacksburg, VA, USA, Apr. 2015.

[139] T. Erdogan, V. Mizrahi, P. J. Lemaire, and D. Monroe, “Decay of UV-induced fiber Bragg gratings,” *OSA/OFC*, 1994.

[140] A. Gusarov, D. Starodubov, F. Berghmans, O. Deparis, Y. Defosse, A. F. Fernandez, M. Decréton, P. Mégret, and M. Blondel, “Comparative study of the MGy dose level γ-radiation effect on FBGs written in different fibres,” *OFS’13 SPIE*, vol. 3746, 1999.

[141] H. Henschel, S. K. Hoeffgen, K. Krebber, J. Kuhnhenn, and U. Weinand, “Influence of Fiber Composition and Grating Fabrication on the Radiation Sensitivity of Fiber Bragg Gratings,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, no. 4, pp. 2235–2242, Aug. 2008.

[142] S. Lin, N. Song, J. Jin, X. Wang, and G. Yang, “Effect of Grating Fabrication on Radiation Sensitivity of Fiber Bragg Gratings in Gamma Radiation Field,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 58, no. 4, pp. 2111–2117, Aug. 2011.

[143] S. K. Hoeffgen, H. Henschel, J. Kuhnhenn, U. Weinand, C. Caucheteur, D. Grobnic, and S. J. Mihailov, “Comparison of the Radiation Sensitivity of Fiber Bragg Gratings Made by Four Different Manufacturers,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 58, no. 3, pp. 906–909, Jun. 2011.

[144] A. Morana, S. Girard, E. Marin, C. Marcandella, P. Paillet, J. Périsse, J.-R. Macé, A. Boukenter, M. Cannas, and Y. Ouerdane, “Radiation tolerant fiber Bragg gratings for high temperature monitoring at MGy dose levels,” *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 18, pp. 5313–5316, Sep. 2014.

[145] J. Kuhnhenn, U. Weinand, A. Morana, S. Girard, E. Marin, J. Périsse, J. S. Genot, J. Grelin, L. Hutter, G. Mélin, L. Lablonde, T. Robin, B. Cadier, J.-R. Macé, A. Boukenter, and Y. Ouerdane, “Gamma Radiation Tests of Radiation-Hardened Fiber Bragg Grating Based Sensors for Radiation Environments,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 64, no. 8, Feb. 2013.

[146] G. Laffont, R. Cotillard, P. Ferdinand, J.-P. Jeannot, and G. Rodriguez, “Regenerated Fiber Bragg Grating sensors for high temperature monitoring in Sodium-cooled Fast Reactor,” in *Int. Conf. on Fast Reactors ans Related Fuel Cycles, Safe Techn. and Sustainables Scenarios (FR13), Paris*, 2013, pp. 4–7.

[147] A. Gusarov, S. Vasiliev, O. Medvedkov, I. Mckenzie, and F. Berghmans, “Stabilization of fiber Bragg gratings against gamma radiation,” *Radiat. Its Eff. Compon. Syst. 2007 RADECS 2007 9th Eur. Conf. On*, pp. 1–8, 2008.

[148] R. R. J. Maier, W. N. MacPherson, J. S. Barton, J. D. C. Jones, S. McCulloch, A. Fernandez-Fernandez, L. Zhang, and X. Chen, “Fiber Bragg gratings of type I in SMF-28 and B/Ge fibre and type IIA B/Ge fibre under gamma radiation up to 0.54 MGy,” presented at the 17th International Conference on Optical Sensors, 2005, p. 511.

[149] H. Henschel, D. Grobnic, S. K. Hoeffgen, J. Kuhnhenn, S. J. Mihailov, and U. Weinand, “Development of Highly Radiation Resistant Fiber Bragg Gratings,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 58, no. 4, pp. 2103–2110, Aug. 2011.

[150] A. Gusarov, B. Brichard, and D. N. Nikogosyan, “Gamma-Radiation Effects on Bragg Gratings Written by Femtosecond UV Laser in Ge-Doped Fibers,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, no. 4, pp. 2024–2028, Aug. 2010.

[151] J. Perisse, A. Morana, E. Marin, J.-R. Macé, and S. Girard, “Method for manufacturing a treated optical fiber for radiation- resistant temperature sensor,” WO2015091502A1, 16-Dec-2014.

[152] AOS GmbH, “Advanced Optics Solutions GmbH,” 2015. [Online]. Available: https://www.aos-fiber.com/index.html. [Accessed: 05-Feb-2019].

[153] H. Henschel, S. K. Hoeffgen, J. Kuhnhenn, and U. Weinand, “Influence of Manufacturing Parameters and Temperature on the Radiation Sensitivity of Fiber Bragg Gratings,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, no. 4, pp. 2029–2034, Aug. 2010.

[154] D. Grobnic, H. Henschel, S. K. Hoeffgen, J. Kuhnhenn, S. J. Mihailov, and U. Weinand, “Radiation sensitivity of Bragg gratings written with femtosecond IR lasers,” 2009.

[155] A. I. Gusarov, F. Berghmans, A. Fernandez Fernandez, O. Deparis, Y. Defosse, D. S. Starodubov, M. Decréton, P. Mégret, and M. Blondel, “Behavior of Fibre Bragg Gratings Under High Total Dose Gamma Radiation,” in *RADECS...*, 1999, vol. 5, p. 461.

[156] A. Fernandez Fernandez, B. Brichard, F. Berghmans, and M. Décreton, “Dose-rate dependencies in gamma-irradiated fiber Bragg grating filters,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, no. 6, pp. 2874–2878, Dec. 2002.

[157] A. Morana, S. Girard, E. Marin, M. Lancry, J. Grelin, C. Marcandella, P. Paillet, A. Boukenter, and Y. Ouerdane, “Dependence of the voids-fiber Bragg grating radiation response on temperature, dose and dose-rate,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, pp. 1–1, 2017.

[158] A. Gusarov, A. F. Fernandez, S. Vasiliev, O. Medvedkov, M. Blondel, and F. Berghmans, “Effect of gamma–neutron nuclear reactor radiation on the properties of Bragg gratings written in photosensitive Ge-doped optical fiber,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Mater. At.*, vol. 187, no. 1, pp. 79–86, 2002.

[159] A. Gusarov, “Long-term exposure of fiber Bragg gratings in the BR1 low-flux nuclear reactor,” *Radiat. Its Eff. Compon. Syst. RADECS*, pp. 408–411, Sep. 2009.

[160] A. I. Gusarov, D. Doyle, A. Hermanne, F. Berghmans, M. Fruit, G. Ulbrich, and M. Blondel, “Refractive-index changes caused by proton radiation in silicate optical glasses,” *Appl. Opt.*, vol. 41, no. 4, pp. 678–684, 2002.

[161] S. Girard, B. Tortech, E. Regnier, M. Van Uffelen, A. Gusarov, Y. Ouerdane, J. Baggio, P. Paillet, V. Ferlet-Cavrois, A. Boukenter, J.-P. Meunier, F. Berghmans, J. R. Schwank, M. R. Shaneyfelt, J. A. Felix, E. W. Blackmore, and H. Thienpont, “Proton- and Gamma-Induced Effects on Erbium-Doped Optical Fibers,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 54, no. 6, pp. 2426–2434, Dec. 2007.

[162] E. J. Friebele, “Optical fiber waveguides in radiation environments,” *Opt. Eng.*, vol. 18, no. 6, p. 186552, 1979.

[163] C. Sabatier, S. Rizzolo, A. Morana, T. Allanche, T. Robin, B. Cadier, P. Paillet, M. Gaillardin, O. Duhamel, C. Marcandella, D. Aubert, G. Assaillit, G. Auriel, A. Boukenter, Y. Ouerdane, L. Mescia, E. Marin, and S. Girard, “6-MeV Electron Exposure Effects on OFDR-Based Distributed Fiber-Based Sensors,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 65, no. 8, pp. 1598–1603, Aug. 2018.

[164] T. Blanchet, A. Morana, T. Allanche, C. Sabatier, I. Reghioua, E. Marin, A. Boukenter, Y. Ouerdane, P. Paillet, M. Gaillardin, O. Duhamel, C. Marcandella, M. Trinczek, G. Assaillit, G. Auriel, D. Aubert, G. Laffont, and S. Girard, “X-rays, Protons and Electrons Radiation Effects on Type I Fiber Bragg Gratings,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 65, no. 8, pp. 1632–1638, Aug. 2018.

[165] Corning, “Corning SMF-28e Optical Fiber,” Jan-2005. [Online]. Available: http://www.tlc.unipr.it/cucinotta/cfa/datasheet_SMF28e.pdf. [Accessed: 06-Apr-2019].

[166] Coherent, “INNOVA FreD - Coherent.” [Online]. Available: https://www.coherent.com/lasers/laser/innova-fred. [Accessed: 03-Aug-2018].

[167] M. 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 l’infusion de résine,” Ecole Nationale Supérieure des Mines, Saint Etienne, 2009.

[168] Coherent, “Coherent Excimer Lasers & UV Optical Systems,” 2016. [Online]. Available: https://www.coherent.com/assets/pdf/COHR_ExcimerCatalog2016revC.pdf#page=31. [Accessed: 03-Aug-2018].

[169] T. Blanchet, R. Desmarchelier, A. Morana, G. Laffont, E. Marin, A. Boukenter, Y. Ouerdane, and S. Girard, “Regenerated Fiber Bragg Gratings under High Temperature and Radiations,” Lausanne (Switzerland), 2018.

[170] Coherent, “Astrella : Ultrafast Ti:Sapphire Amplifier.” [Online]. Available: https://fr.coherent.com/lasers/laser/astrella-ultrafast-tisapphire-amplifier. [Accessed: 04-Aug-2018].

[171] Coherent, “Serie Legend Elite,” 2019. [Online]. Available: https://fr.coherent.com/lasers/laser/ultrafast-laser-oscillators-and-amplifiers/legend-elite-series. [Accessed: 29-Apr-2019].

[172] Yokogawa, “AQ6370C Telecom Optical Spectrum Analyzer (Discontinued) - New Product : AQ6370C.” [Online]. Available: https://tmi.yokogawa.com/fr/solutions/products/optical-measuring-instruments/optical-spectrum-analyzer/aq6370c-optical-spectrum-analyzer/. [Accessed: 06-Aug-2018].

[173] Yenista, “Tunics T100S - Tunable Laser Source Purity High Power Spectrum.” [Online]. Available: http://www.sun-ins.com/lineup2/yenista/Tunics_T100S.pdf. [Accessed: 06-Aug-2018].

[174] Yenista, “CT400 Optical Component Tester.” [Online]. Available: http://www.optoscience.com/maker/yenista/pdf/CT400_DS_3-8v1-2.pdf. [Accessed: 06-Aug-2018].

[175] National Instruments, “NI PMA-1115.” [Online]. Available: http://sine.ni.com/nips/cds/view/p/lang/fr/nid/204583. [Accessed: 06-Aug-2018].

[176] National Instruments, “PXIe-4844.” [Online]. Available: http://www.ni.com/fr-fr/support/model.pxie-4844.html. [Accessed: 06-Aug-2018].

[177] Mathworks, “Matlab.” [Online]. Available: https://fr.mathworks.com/products/matlab.html. [Accessed: 08-Aug-2018].

[178] P. Putzer, “Fiber-Optical Sensing for Telecommunication Satellites,” PhD Thesis, Technische Universität München, 2018.

[179] Jofra Calibration, “CTC Series Compact Temperature Calibrator.” [Online]. Available: https://f.nordiskemedier.dk/210k95b2fgeo2ysa.pdf. [Accessed: 04-Jun-2019].

[180] Carbolite Gero, “STF - HT Fours tubulaires,” 2019. [Online]. Available: https://www.carbolite-gero.fr/fr/produits/fours-a-tube/fours-tubulaires/stf-tzf/function-features/. [Accessed: 04-Jun-2019].

[181] Binder, “Binder Four Modèle FP 115,” 2018. [Online]. Available: https://www.binder-world.com/fr/Produits/%C3%89tuves-de-s%C3%A9chage-et-de-chauffage/S%C3%A9rie-FP-Classic.Line/FP-115. [Accessed: 20-Sep-2018].

[182] Nabertherm, “Nabertherm: Four laboratoire.” [Online]. Available: https://www.nabertherm.fr/produkte/details/fr/labor_muffeloefen. [Accessed: 20-Sep-2018].

[183] NYFORS, “Nyfors: Minicoater 1,” 01-Jan-1998. [Online]. Available: http://nyfors.com/minicoater/. [Accessed: 22-Nov-2018].

[184] Norland, “Norland Products Incorporated NOA 81.” [Online]. Available: https://www.norlandprod.com/literature/81tds.pdf. [Accessed: 22-Nov-2018].

[185] COMET AG, “COMET MXR-161,” Dec-2014. [Online]. Available: https://www.comet-xray.com/CometXRay/media/Content/MXR-161_EN.pdf. [Accessed: 20-Sep-2018].

[186] D. Aubert, G. Assaillit, G. Auriel, C. Delbos, A. Garrigues, F. de Gaufridy, L. Labarbe, D. Plouhinec, A. Queiros, P. Ribeiro, M. Ribière, S. Ritter, and A. Rizzon, “A 6 MeV electron Linac facility for mutlipurpose radiation testing,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 2016.

[187] TRIUMF, “Triumf: PIF Beam Specifications,” 25-Aug-2010. [Online]. Available: https://www.triumf.ca/pif-beam-specifications. [Accessed: 21-Sep-2018].

[188] A. F. Fernandez, H. Ooms, B. Brichard, M. Coeck, S. Coenen, F. Berghmans, and M. Decréton, “SCK/spl middot/CEN gamma irradiation facilities for radiation tolerance assessment,” in *Radiation Effects Data Workshop, 2002 IEEE*, 2002, pp. 171–176.

[189] S. Bandyopadhyay, J. Canning, M. Stevenson, and K. Cook, “Ultrahigh-temperature regenerated gratings in boron-codoped germanosilicate optical fiber using 193 nm,” *Opt Lett*, vol. 33, no. 16, pp. 1917–1919, 2008.

[190] M. L. Åslund, J. Canning, H. Fu, and H. Tam, “Rapid disappearance of regenerated fibre Bragg gratings at temperatures approaching 1500 °C in boron-codoped germanosilicate optical fibre,” presented at the (EWOFS’10) Fourth European Workshop on Optical Fibre Sensors, Porto, Portugal, 2010, p. 76530Q.

[191] G. Laffont, R. Cotillard, and P. Ferdinand, “9000 hours-long high temperature annealing of regenerated fiber Bragg gratings,” presented at the Fifth European Workshop on Optical Fibre Sensors, Krakow, Poland, 2013, p. 87941X.

[192] K. Cook, C. Smelser, J. Canning, G. le Garff, M. Lancry, and S. Mihailov, “Regenerated femtosecond fibre Bragg gratings,” presented at the Asia Pacific Optical Sensors Conference, Sydney, Australia, 2012, p. 835111.

[193] N. Ollier, K. Piven, C. Martinet, T. Billotte, V. Martinez, D. R. Neuville, and M. Lancry, “Impact of glass density on the green emission and NBOHC formation in silica glass: A combined high pressure and 2.5 MeV electron irradiation,” *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 476, pp. 81–86, Nov. 2017.

[194] T.-E. Tsai, E. J. Friebele, and D. L. Griscom, “Thermal stability of photoinduced gratings and paramagneti centers in Ge- and Ge/doped silica optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 12, pp. 935–937, 1993.

[195] L. Dong and W. F. Liu, “Thermal decay of fiber Bragg gratings of positive and negative index changes formed at 193 nm in a boron-codoped germanosilicate fiber,” *Appl. Opt.*, vol. 36, no. 31, pp. 8222–8226, 1997.

[196] M. Lancry and B. Poumellec, “UV laser processing and multiphoton absorption processes in optical telecommunication fiber materials,” *Phys. Rep.*, vol. 523, no. 4, pp. 207–229, Feb. 2013.

[197] S. M. Seltzer, “Calculation of Photon Mass Energy-Transfer and Mass Energy-Absorption Coefficients,” *Radiat. Res.*, vol. 136, no. 2, pp. 147–170, Nov. 1993.

[198] J. H. Hubbel and S. M. Seltzer, “X-Ray Mass Attenuation Coefficients,” *National Institute of Standards and Technology: Physical Measurement Laboratory*, Jul-2004. [Online]. Available: https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients.

[199] A. Gusarov, C. Chojetzki, I. Mckenzie, and F. Berghmans, “Influence of the coating type on the radiation sensitivity of FBGs,” *Opt. Sens. 2008 SPIE Proc*, vol. 7003, pp. 1–6, Apr. 2008.

[200] P. R. Silverglate, E. F. Zalewski, and P. P. Iii, “Proton-induced radiation effects on optical glasses,” in *Damage to Space Optics, and Properties and Characteristics of Optical Glass*, 1993, vol. 1761, pp. 46–57.

[201] A. Alessi, A. Guttila, C. Sabatier, T. Robin, A. Barnini, D. Di Francesca, G. Li Vecchi, M. Cannas, A. Boukenter, Y. Ouerdane, and S. Girard, “Near Infrared Radiation Induced Attenuation in Aluminosilicate Optical Fibers,” *IEEE J. Light. Technol.*, In Publication.

[202] A. Alessi, S. Agnello, F. M. Gelardi, A. Parlato, and S. Grandi, “Concentration growth and thermal stability of γ-ray induced germanium lone pair center in Ge-doped sol–gel a-SiO2,” *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 355, no. 18–21, pp. 1050–1053, Jul. 2009.

Abstract

Optical fiber temperature sensors have numerous advantages such as their small sizes, low weights and their immunity to a large band of the electromagnetic spectrum. The fiber Bragg gratings technology has the same advantages than the other optical sensors and is also characterized with an ultra-fast time response with a temperature accuracy better than 0.5°C. For nuclear environments such as near-Earth space or a nuclear reactor core the radiation – and the temperature – influence the performances of Bragg gratings. In this manuscript, we studied the behaviors of three gratings types: type I gratings are photo-inscribed with continuum or pulsed laser – mainly nanosecond lasers – in photosensitive fibers. They cannot resist to temperature higher than 400°C. Type R – Regenerated – gratings are done as type I with a further high-temperature treatment (> 600°C) to create a new grating resistant to temperatures exceeding 1000°C. Type II gratings are inscribed with femtosecond laser and are well-known to have a thermal stability as good as type R gratings. Regarding their responses to radiation and thermal constraints, type I gratings are unstable under radiations even with pre-thermal annealing (300°C). In addition, larger is the dose-rate or the accumulated dose larger the grating degradation is. Type R gratings are unstable under radiations at room temperature. However for the irradiation temperature above 150°C these gratings present an equivalent temperature error due to radiations of less than 1°C. After a thermal treatment at a temperature above 450°C, type II gratings are stable under radiations at room temperature (less than 1°C of radiation induced error). But for irradiation at 250°C these gratings are no more stable. If they are thermally-treated at 750°C, they will be resistant to both high doses and high temperatures environments.

Résumé

Les capteurs de température à fibres optiques possèdent de nombreux avantages tels que leurs faibles tailles et poids ainsi que leur immunité à une large bande du spectre électromagnétique. La technologie des réseaux de Bragg inscrits sur fibre optique présentent les mêmes avantages et sont de plus ultra-rapides permettant de mesurer la température avec une précision meilleure que 0,5°C. Cependant pour des milieux radiatifs tels que l'espace ou le cœur des réacteurs nucléaires les performances de ces réseaux peuvent être affectés par les radiations ou des effets combinés des radiations et de la température. Dans ce manuscrit nous avons étudié la vulnérabilité de trois types de réseaux de Bragg : les réseaux de type I photo-inscrits avec des lasers continus ou pulsés – principalement dans le domaine des nanosecondes – sont caractérisés par un effacement à des températures supérieures à 400°C. Les réseaux de type R – pour Régénération – sont identiques aux réseaux de type I mais ils ont subi un recuit à haute température (> 600°C) et ils sont caractérisés par une excellente tenue aux hautes températures (> 1000°C). Les réseaux de type II inscrits avec des lasers femtosecondes sont aussi connus pour résister aux hautes températures. En ce qui concerne leurs comportements pour l'application visée, même après un recuit à haute température (300°C) les réseaux de type I ne sont pas stables aux radiations. De plus plusieurs paramètres modifient l'amplitude et les cinétiques de dégradation de ce type de réseaux : plus le débit de dose ou/et plus la dose accumulée seront élevés, plus le réseau sera affecté. Les réseaux de type R ne sont également pas stables sous radiation à température ambiante alors que pour des températures d'irradiations supérieures à 150°C le réseau présente sous rayons X une incertitude sur la mesure inférieure à 1°C. Enfin après un recuit à haute température les réseaux de type II sont stables sous radiation, avec une erreur sur la mesure de température de moins de 1°C. Cependant sous l'effet combiné des radiations et d'une haute température (250°C) les réseaux recuits à 450°C deviennent instables. Traités à 750°C, ils deviennent alors résistants pour des environnements combinant fortes doses de radiations et hautes températures.