



HAL
open science

Fibres optiques passives et actives sous irradiation : application à l'amplification et à la dosimétrie en environnement spatial

Rémi Dardaillon

► **To cite this version:**

Rémi Dardaillon. Fibres optiques passives et actives sous irradiation : application à l'amplification et à la dosimétrie en environnement spatial. Electronique. Université Montpellier, 2018. Français. NNT : 2018MONT052 . tel-02124577

HAL Id: tel-02124577

<https://theses.hal.science/tel-02124577>

Submitted on 9 May 2019

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de
Docteur

Délivrée par l'**UNIVERSITÉ** de MONTPELLIER

Préparée au sein de l'école doctorale **Information,
Structures et Systèmes**
Et de l'unité de recherche **Institut d'Électronique et des
Systèmes**

Spécialité : **Électronique**

Présentée par **Rémi DARDAILLON**

**Fibres optiques passives et actives
sous irradiation
Application à l'amplification et à la
dosimétrie en environnement spatial**

Soutenue le 04 Octobre 2018 devant le jury composé de :

Matthieu LANCRY	MC ICMMO (Paris-Sud)	<i>Rapporteur</i>
Laurent BIGOT	DR PhLam (Lille)	<i>Rapporteur</i>
Anne-Marie JURDYC	DR ILM (Lyon)	<i>Présidente</i>
Jean Emmanuel BROQUIN	PR IMEP(Grenoble)	<i>Examineur</i>
Philippe SIGNORET	PR IES (Montpellier)	<i>Directeur de thèse</i>
Mikhaël MYARA	MC IES (Montpellier)	<i>Co-directeur</i>
Christophe PALERMO	MC IES (Montpellier)	<i>Co-directeur</i>

THÈSE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER

École doctorale : Information Structures Systèmes

Discipline : Électronique, Composants et Systèmes

Présentée et soutenue publiquement le 04 Octobre 2018 par

Rémi DARDAILLON

Fibres optiques passives et actives sous irradiation Application à l'amplification et à la dosimétrie en environnement spatial

jury

Matthieu LANCRY	MC ICMMO (Paris-Sud)	<i>Rapporteur</i>
Laurent BIGOT	DR PhLam (Lille)	<i>Rapporteur</i>
Anne-Marie JURDYC	DR ILM (Lyon)	<i>Présidente</i>
Jean Emmanuel BROQUIN	PR IMEP (Grenoble)	<i>Examineur</i>
Philippe SIGNORET	PR IES (Montpellier)	<i>Directeur de thèse</i>
Mikhaël MYARA	MC IES (Montpellier)	<i>Co-directeur</i>
Christophe PALERMO	MC IES (Montpellier)	<i>Co-directeur</i>

Abstract : Erbium-doped optical fibers open up many applications, especially in the field of terrestrial and underwater telecommunications, with optical amplifiers. Nowadays, there is a real interest for the space industry to use these fibers in satellites. However, in order to use their full potential, qualification in radiative environments is to be carried out, this is the main focus of this PhD work. Thanks to the partnership with Draka-Prysmian group, we have a full access to a large diversity of specialty fibers, in terms of chemical compositions : this allows us to study their sensitivity to radiations, and to determine the important role of dopants and co-dopants in this sensitivity. A real-time study of it, associated with a qualification of pristine and irradiated optical samples, enables the detection of radiation-induced defects, and the understanding of their creation process, as a function of the fiber structure. This study provides a physical model describing the degradation and the recovery of these fibers, enhanced with an amplifier modeling. It allows the prediction of the quantitative behavior of specialty fiber-based amplifiers, in terms of gain and bandwidth, versus the chemical composition of the fibers used, for a typical space mission dose ; thus this modeling meets the needs of the spatial market key actors. Furthermore, the benefit of this work opens up another avenues for some larger opportunities, in various radiative environments, such as the medical field or the areas of nuclear facilities.

Keywords : EDFA, color center, photobleaching, Radiation Induced Absorption, gain, dosimetry ,fiber

Résumé : Les fibres dopées erbium couvrent de nombreuses applications, particulièrement dans le domaine des télécommunications terrestres et sous marines, avec les amplificateurs optiques. Aujourd'hui, il existe un réel intérêt pour l'industrie spatiale d'utiliser ces fibres dans les satellites. Cependant, pour utiliser leur potentiel, une qualification en milieu radiatif doit être effectuée, c'est justement l'objet principal de ce travail de thèse. Grâce au partenariat industriel avec Draka-Prysmian, nous avons accès à une grande diversité de fibres en termes de compositions chimiques : ceci nous permet d'étudier leur sensibilité aux radiations, et de comprendre le rôle essentiel des dopants et des codopants dans cette sensibilité. Une étude de celle-ci en temps réel, associée à une caractérisation pré et post-irradiation des fibres optiques, rend possible l'identification fine des défauts induits sous irradiation, et la compréhension de leur mécanisme de formation, en fonction de la composition de ces fibres. Cette étude permet ainsi de proposer un modèle physique de leur dégradation, et aussi de leur guérison, complété par un modèle d'amplificateur. Il permet de prédire, en fonction de la composition des fibres, le comportement quantitatif des amplificateurs optiques associés, en termes de gain et de bande passante, versus un dépôt de dose typique d'une mission spatiale ; il répond ainsi aux attentes des principaux acteurs du domaine. En outre, le bénéfice de ce travail ouvre des portes dans le domaine de la dosimétrie par fibre optique active, dans différents environnements radiatifs autres que le domaine spatial, tels que le milieu médical ou l'environnement nucléaire.

Mots-clés : AOFD, centre coloré, photoblanchiment, Absorption Radio Induite, gain, dosimétrie, fibre

Remerciements

Le travail décrit dans ce manuscrit a été effectué au sein de l'Institut d'Électronique et des Systèmes à l'Université de Montpellier, dont je remercie le directeur, Monsieur Alain Foucaran, pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire et permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions.

Je tiens tout d'abord à remercier profondément mon directeur de thèse, Monsieur Philippe Signoret ainsi que mes co-directeurs Monsieur Mikhaël Myara et Monsieur Christophe Palermo, pour la confiance qu'ils m'ont accordée, leur disponibilité et tout le savoir qu'ils ont pu me transmettre tout au long de ce travail de thèse.

Je suis profondément reconnaissant envers Messieurs Matthieu Lancry, Maître de Conférences à l'Université Paris Sud, et Laurent Bigot, Directeur de Recherche au laboratoire PHLAM Université de Lille, qui ont aimablement accepté de faire partie du jury en qualité de rapporteurs.

Je remercie Madame Anne-Marie Jurdyc, Directeur de Recherche à l'ILM Université de Lyon, et Monsieur Jean-Emmanuel Broquin, Professeur à l'Université de Grenoble, pour l'intérêt qu'ils portent à ce travail et leur participation à ce jury en tant qu'examinateurs.

Je remercie l'ensemble du groupe TeHO, permanents et non permanents, pour m'avoir accueilli. Je remercie tout particulièrement Annick Pénarier et Phillippe Nouvel pour nos échanges lors de nos déjeuners.

Je remercie aussi tout particulièrement Jean Benoit Perrot, Stéphane Blin et Benjamin Fétré pour leur contribution à ce travail de thèse.

Je remercie mes parents, qui m'ont toujours soutenu et aidé. Je tiens également à remercier ma belle-sœur et mes beaux parents pour leur soutien.

Enfin mon ultime remerciement va à ma petite famille. Tout d'abord ma compagne Marion, pour sa présence et son soutien incontestable et pour les nombreux sacrifices qu'elle a consentis pendant la période de rédaction. Je tiens à saluer ton courage pour la relecture de ce manuscrit. Enfin, merci à mon fils Mathéo qui par sa joie et son inconscience juvénile a su me divertir et m'encourager.

Table des matières

Introduction	1
0.1 L'intérêt des fibres optiques pour les télécommunications	2
0.2 Contraintes de l'environnement spatial	3
0.2.1 L'Espace : un environnement radiatif naturel	3
0.2.2 Les solutions de protection et de durcissement des composants	5
0.2.3 Adaptation de la technologie WDM au spatial	6
0.3 Les fibres optiques dans les applications spatiales	7
0.4 Le contexte de recherche et de collaboration	8
0.5 Plan du manuscrit	8
Chapitre 1 Dopage du verre et des fibres optiques	11
1.1 Composition et propriétés du verre et des fibres	11
1.1.1 Composition du verre	11
1.1.2 Propriétés du verre	13
1.2 Les fibres passives : Propagation de la lumière	14
1.2.1 Elements constitutants d'une fibre optique	14
1.2.2 Les différents type de fibres	15
1.2.2.1 Les fibres à saut d'indice	15
1.2.2.2 Fibres à saut d'indice à gaine enterrée	17
1.2.2.3 Les fibres à cristaux photoniques (<i>Photonic crystal fibers</i> , PCF)	17
1.2.2.4 Bilan	18
1.3 Les fibres actives : Amplification de la lumière	18
1.3.1 Principes de l'amplification	18
1.3.1.1 Probabilité d'interaction photon-atome	19
1.3.1.2 L'absorption	19
1.3.1.3 L'émission spontanée	20
1.3.1.4 L'émission stimulée	20
1.3.1.5 Saturation de l'absorption	21
1.3.2 Amplification de la lumière par les lanthanides : erbium	22
1.3.2.1 Théorie de l'amplification	22
1.3.2.2 Application à un verre dopé erbium	24
1.3.3 Elargissement de la bande passante	26
1.3.3.1 Influence de la matrice hôte	27
1.3.3.2 Effets liés à l'introduction d'aluminium	29
1.3.4 Application à un Amplificateur Optique à Fibre Dopée Erbium	30
1.4 Les technologies de fabrication des fibres	33
1.4.1 Procédé de fabrication des fibres	33
1.4.1.1 Elaboration de la préforme	33
1.4.1.2 Etape de fibrage	34
1.4.2 Procédé d'introduction des terres rares	34
1.4.2.1 Procédé(s) classique(s)	34
1.4.2.2 Procédé Nanoparticules	35
Chapitre 2 Dégradation et guérison dans le verre : aspect qualitatif	39
2.1 Rayonnements ionisants et mécanismes de dégradations	40

2.1.1	Cas des particules chargées	40
2.1.2	Cas des particules neutres	41
2.1.3	L'environnement spatial	42
2.1.4	Bilan des rayonnements ionisants et de leurs effets sur la matière	42
2.2	État de l'art des pièges	43
2.2.1	Nature des défauts de la silice	44
2.2.2	Défauts dans la silice	45
2.2.2.1	Les centres Oxygen Deficient Center ODC	45
2.2.2.2	Les centres SiE'	46
2.2.2.3	Le centre Non-Bridging Oxygen Hole Centers NBOHC	47
2.2.2.4	Les centres Radicaux Peroxy POR	48
2.2.2.5	Le centre Self Trapped Holes STH	48
2.2.3	Défauts liés aux germanium	49
2.2.3.1	Les centres Ge(1) et Ge(2) ou GeC	50
2.2.3.2	Les centres GeE'	50
2.2.3.3	Les centres Ge-NBOHC	51
2.2.4	Défauts liés à l'aluminium	51
2.2.4.1	Les centres AlOHC	51
2.2.4.2	Les centres Al-E'	52
2.2.5	Défauts liés aux Terres rares : l'erbium	53
2.2.6	Mécanisme de formation des défauts	53
2.2.6.1	Occurrence et mécanisme préférentiel des défauts	53
2.2.6.2	Influence de la fabrication	54
2.2.6.3	Influence de la dose	55
2.2.7	Synthèse	55
2.3	Etat de l'art des modèles	56
2.3.1	Dégradation sur un matériau isolant : modèle de R. Chen	56
2.3.2	Dégradation sur un matériau isolant dopé erbium : modèle de F. Mady	59
2.4	Etude qualitative et analyse spectroscopique	61
2.4.1	Banc expérimental de spectroscopie	61
2.4.2	Étude post-irradiation	62
2.4.3	Interprétations	65
2.4.4	Etude post-guérison optique	67
2.4.5	Interprétations	68
2.5	Solutions pour le durcissement du verre	70
2.5.1	Les solutions existantes	70
2.5.2	Idée de durcissement	71
Chapitre 3 Dégradation et guérison dans le verre : aspect quantitatif		79
3.1	Modèle de dégradation du verre	80
3.1.1	Description	80
3.1.2	Mise en équation du modèle	81
3.1.3	Evolution des populations	82
3.2	Caractérisation et calibrage des paramètres du modèle	83
3.2.1	Détermination de la création de paires électrons-trous	84
3.2.2	Détermination des taux de transitions	84
3.2.2.1	Les taux d'interactions Ax et Bx	84
3.2.2.2	Le paramètre C	84

3.2.3	Détermination des capacités d'accueil ou des concentrations des précurseurs . . .	85
3.2.3.1	Estimation des dopages en erbium et en aluminium	88
3.2.4	Détermination de l'ARI et des sections efficaces d'absorption optique	90
3.2.5	Bilan	91
3.3	Validation du modèle : estimation quantitative de l'Absorption Radio Induite	91
3.3.1	Mesure expérimentale de l'ARI en ligne	92
3.3.1.1	Banc expérimental	92
3.3.2	Confrontation Mesures-Estimation	93
3.3.3	Bilan sur la composition de l'ARI	95
3.4	Introduction de l'aspect de guérison	95
3.4.1	Phénomène de relaxation	95
3.4.2	Point de vue thermique	96
3.4.3	Point de vue optique	97
3.4.4	Mise en équation du modèle	97
3.5	Caractérisation des paramètres de guérison optique : Application du modèle VAREPA (VARIABLE REACTION PATHWAY)	98
3.5.1	Réaction optiquement activée	99
3.5.1.1	Influence de la longueur d'onde	99
3.5.1.2	Influence de la puissance optique : notion d'énergie déposée	100
3.5.2	Interaction à un photon	101
3.5.3	Détermination de l'énergie de démarcation et activation de la réaction	101
3.5.4	Distribution de l'énergie d'activation ou de l'énergie cumulée : notion de courbe maîtresse	102
3.5.5	Evolution de la distribution en fonction de la concentration des précurseurs	103
3.6	Validation du modèle complet	104
3.6.1	Application d'un éclairage post-irradiation	105
Chapitre 4 Aspect système : AOFD et dosimètre		109
4.1	Etude expérimentale de l'AOFD	110
4.1.1	Configuration booster et co-propagatif	110
4.1.2	Mesures de Gain	111
4.1.3	Détermination de la longueur optimale	112
4.1.4	Mesure de gain dynamique	113
4.1.4.1	Principe	113
4.1.4.2	Banc expérimental	113
4.1.4.3	Résultats	113
4.1.5	Évolution de la platitude de gain	115
4.2	L'AOFD sous irradiation	116
4.2.1	Évolution du gain en fonction de la dose	116
4.2.2	Évolution du gain en fonction de la longueur	118
4.2.3	Influence du débit	119
4.3	Modélisation de l'amplificateur sous irradiation	120
4.3.1	Description d'un modèle à 3 niveaux	120
4.3.2	Détermination des paramètres	121
4.3.2.1	Les pertes de diffusion	121
4.3.2.2	Le facteur de confinement	122
4.3.2.3	Les sections efficaces	124
4.3.3	Comparaison entre le modèle et l'expérience	125

4.3.3.1	Évolution du gain en fonction de la dose	126
4.3.3.2	Évolution du gain en fonction de la longueur	126
4.3.3.3	Influence du débit	126
4.3.3.4	Influence de la réduction d'ion Er^{3+}	127
4.4	Solution de durcissement	129
4.4.1	Influence de la composition et de la technologie	129
4.4.2	approche semi-empirique du durcissement	131
4.4.3	Pertinence du facteur de mérite	133
4.4.4	Application du facteur de mérite par la simulation	134
4.5	Obtention d'un amplificateur durci pour les télécommunications spatiales	135
4.6	Application à la dosimétrie	137
4.6.1	Les différentes voies de la dosimétrie	137
4.6.2	Étude expérimentale de la sensibilité des fibres	138
4.6.3	Critères de sélection	139
4.6.4	Simulation et conception d'un dosimètre	140
Conclusion		147
Liste des Figures		160
Liste des Tableaux		167

Introduction

Sommaire

0.1	L'intérêt des fibres optiques pour les télécommunications	2
0.2	Contraintes de l'environnement spatial	3
0.2.1	L'Espace : un environnement radiatif naturel	3
0.2.2	Les solutions de protection et de durcissement des composants	5
0.2.3	Adaptation de la technologie WDM au spatial	6
0.3	Les fibres optiques dans les applications spatiales	7
0.4	Le contexte de recherche et de collaboration	8
0.5	Plan du manuscrit	8

Les télécommunications jouent un rôle essentiel dans la société humaine. L'Homme a développé au cours de son existence des outils afin de perfectionner les échanges. Les premiers procédés de télécommunications furent les signaux de fumée, utilisés par exemple par les peuples amérindiens d'Amérique, mais aussi en France, au Moyen Age, depuis des tours placées sur les sommets permettant de transmettre des ordres et des renseignements stratégiques. En France, à la fin du 18ème siècle, l'ingénieur Claude Chappe réalisa le premier système de télégraphie optique par sémaphore. Comme le montre la figure 1, des tours espacées de quelques dizaines de kilomètres jouaient le rôle de relais et permettaient de transmettre les messages en quelques heures dans toute la France.



FIGURE 1 – Vu d'artiste de l'inauguration d'un sémaphore par Claude Chappe (1763-1895).

Aujourd'hui, les télécommunications occupent une place importante dans notre société. Les outils devenant de plus en plus performants, la télécommunication par voie optique est aujourd'hui la

technologie capable de transporter le plus d'informations. Ces informations sont portées par un signal lumineux guidé dans des fibres optiques composées de verre.

0.1 L'intérêt des fibres optiques pour les télécommunications

Avec des technologies standard type paire torsadée, il est possible d'obtenir des débits très élevés mais sur des distances très courtes, il est donc difficile de transférer de hauts débits sur des distances importantes. La télécommunication par voie optique a vu le jour dans les années 1970. Elle a permis une augmentation de la capacité des transmissions de données. L'évolution de cette technologie a augmenté de manière significative les performances des transmissions, comme le montre la figure 2 qui représente l'évolution de la capacité de débit de transmission multiplié par la distance, au cours du temps, avec les différentes améliorations de cette technologie optique.

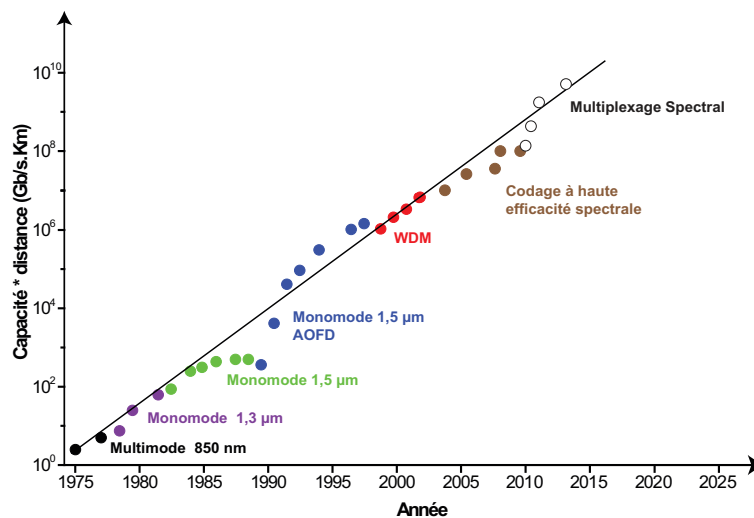


FIGURE 2 – Evolution de la capacité d'une ligne de transmission optique depuis son avènement en 1974 [1],[2].

Les premières installations étaient constituées de fibres optiques multimodes dont les signaux provenaient de sources lasers émettant une longueur d'onde aux alentours des 800 nm. Les fibres alors multimodes propageaient les signaux lumineux sur de courtes distances, quelques km, car l'atténuation linéique était très importante à cette longueur d'onde, de l'ordre de 20 dB/km. Ensuite sont apparus les lasers à semi-conducteur émettant à 1300 nm. La mise au point de fibres monomodes pour cette longueur d'onde a permis de transmettre des débits de données de l'ordre du Gbits/s. Cependant les portées de ces transmissions étaient encore limitées par l'atténuation linéique des fibres qui était de 0,5 dB/km pour cette longueur d'onde.

Il a donc fallu attendre le début des années 1980 pour voir émerger la technologie utilisant la longueur d'onde de 1550 nm. Cette avancée technologique a vu le jour grâce aux progrès effectués sur les sources laser et notamment les diodes laser à base de matériau quaternaire InGaAsP, qui ont permis d'utiliser une fenêtre de transmission sur les fibres où les pertes sont les plus faibles, 0,2 dB/km. Cette technologie a été perfectionnée au fil des années. En effet, dans les années 1990 est apparue une nouvelle génération système développée à partir des amplificateurs tout optique. La mise au point d'un amplificateur optique fonctionnant à 1550 nm grâce aux fibres dopées erbium, dénommé AOFD *Amplificateur Optique à Fibre Dopée Erbium*, a permis d'augmenter les débits de transmissions mais

également les portées. Remplaçant les répéteurs optoélectroniques, ces amplificateurs étaient utilisés en transmissions mono canal. En effet, l'intensité des signaux était modulée pour une seule longueur d'onde.

Enfin, est apparue la technologie de multiplexage en longueur d'onde, WDM *Wavelength Division Multiplexing*, qui couple dans une même fibre plusieurs signaux de différentes longueurs d'onde porteuses, autour de 1550 nm. Cette technologie a pu être réalisée à l'aide de la large bande passante des fibres optiques et également des amplificateurs. Elle permet de démultiplier les systèmes sur une même fibre. Séparés de quelques dixièmes de nanomètres, les canaux sont mélangés à l'extrémité incidente de la fibre, pour ensuite être démultiplexés en sortie. Le nombre de canaux possibles sur une seule fibre est à l'heure actuelle très important, il n'est pas rare de trouver des systèmes comportant 160 canaux pour les technologies les plus avancées.

Parallèlement à cela, une amélioration des performances des guides a également été conduite. L'utilisation des fibres autour de 1550 nm se justifie par une atténuation minimale comme le montre la figure 3(a) ; de plus, la technologie de fabrication a évolué afin d'élargir la bande spectrale d'utilisation. Il y a plusieurs décennies, les industriels ont mené une véritable compétition afin de réduire les teneurs en ions OH^- présents dans la fibre ; leur présence augmentait les pertes de fond et réduisait la bande passante comme le montre la figure 3(b).

Aujourd'hui, les technologies permettant l'augmentation du débit sont en cours de développement, nous pouvons voir l'émergence de la communication par soliton dans la communauté scientifique [3]. Cependant, il s'agit de la voie du multiplexage spatial qui semble être privilégiée par le monde industriel : il s'agit d'une communication multimode transverse où chaque mode spatial est maîtrisé et représente un canal de transmission indépendant, à l'inverse des télécommunications à fibre multimode du passé.

L'essor de la fibre optique a ainsi permis de démocratiser les composants utilisant la technologie WDM qui est une technologie de très haute performance. Elle se trouve aujourd'hui à très bas coût par rapport au niveau de performance qu'elle procure. Elle a donc engendré de nouvelles applications. En effet, compte tenu des besoins usuels du spatial (capteurs, télécommunications) et de la haute performance de la technologie, il est normal que les développeurs de satellites projettent d'embarquer de tels composants. Or, le milieu spatial est un environnement contraignant et pourra amener à contraindre ces applications. Nous décrivons donc la nature de cet environnement, à la suite de quoi nous discuterons des applications existantes et envisagées.

Ce travail de thèse explore ainsi les différentes possibilités d'utiliser ces fibres pour des applications destinées au domaine du spatial.

0.2 Contraintes de l'environnement spatial

0.2.1 L'Espace : un environnement radiatif naturel

L'environnement spatial est considéré comme un environnement radiatif naturel. Il est constitué de nombreux rayonnements et de particules chargées comme l'illustre la figure 4. Ces radiations ont des origines diverses ; parmi celles qui sont au plus proche de la terre on trouve :

- les vents solaires ;
- la ceinture de van Allen ;
- les éruptions solaires ;
- et le rayonnement cosmique.

L'impact de toutes ces radiations est quantifiable, on parle alors de dose reçue et de débit de dose sur des composants ou des matériaux. La dose définit l'énergie apportée par les rayonnements et absorbée

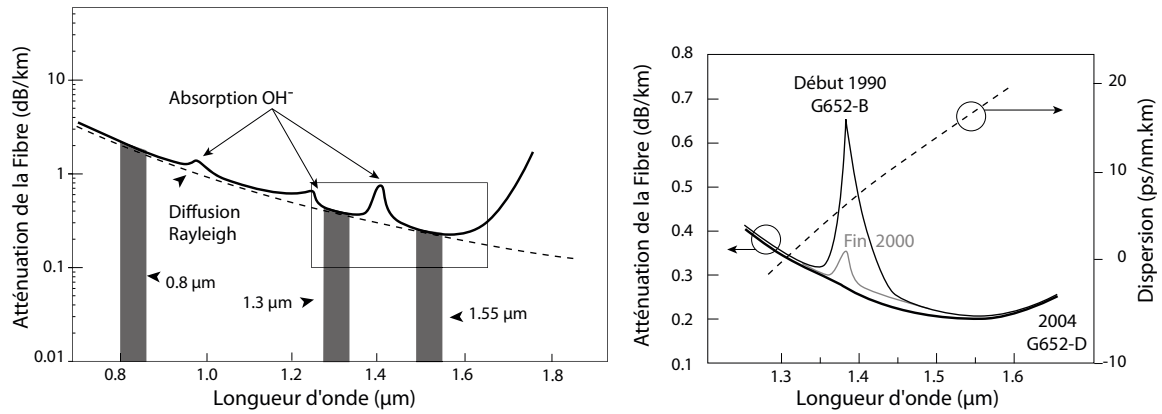


FIGURE 3 – (a) Spectre d'absorption d'une fibre de transmission (G652). (b) progrès de la technologie des fibres de transmission dans les années 1990-2000.

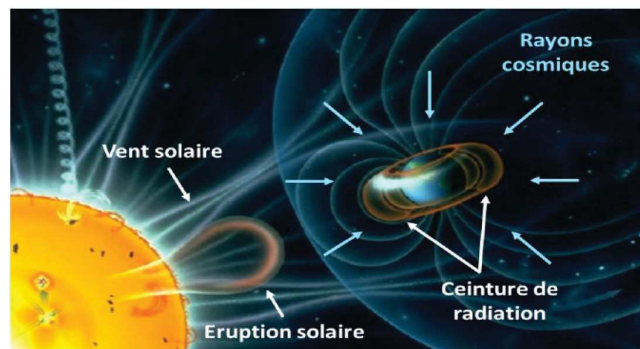


FIGURE 4 – Vue d'artiste de l'environnement radiatif spatial [4]

par la matière, son unité est le Gray (Gy) et correspond à une énergie déposée par unité de masse. Le débit de dose se définit donc comme une énergie par unité de masse et de temps. Typiquement, pour des applications spatiales, l'ordre de grandeur des doses est de 300 Gy, pour un débit de l'ordre du mGy/h, suivant les orbites considérées.

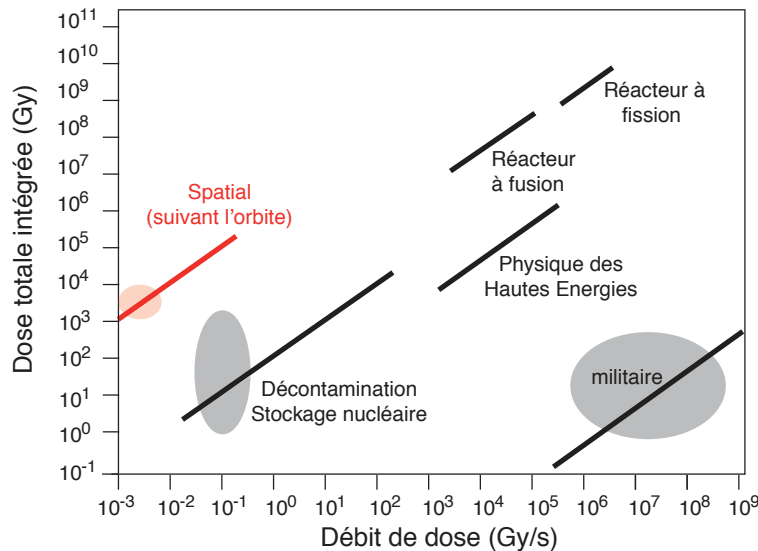


FIGURE 5 – Différents types d'environnement radiatifs

Comme nous pouvons le remarquer sur la figure 5, la particularité du domaine spatial est que les débits sont très faibles et que la durée d'exposition est très longue. Cette configuration en fait un inconvénient majeur, pour effectuer des tests aux sols. En effet, il est alors difficile d'envisager des tests sur plusieurs années ; pour cette raison, des débits de dose beaucoup plus importants sont souvent utilisés. Or, il est connu que les composants montrent une dépendance à la dose mais également au débit de dose [5], ce qui peut apporter une incertitude sur les tests réalisés. Il existe une littérature assez conséquente sur la dépendance de la dégradation au débit de dose avec des méthodes de qualification accélérée dédiées [6].

0.2.2 Les solutions de protection et de durcissement des composants

Afin de protéger au mieux les systèmes embarqués, les satellites sont habituellement protégés par un blindage d'aluminium d'une dizaine de millimètres d'épaisseur. Il permet de diminuer considérablement les doses reçues. Cependant de nombreuses particules traversent le blindage et dégradent les composants. Il serait logique d'augmenter l'épaisseur du blindage en aluminium pour diminuer les radiations au sein des satellites, or il s'agit d'un compromis entre l'efficacité de l'épaisseur du blindage et la dose reçue. De plus, un élément majeur à prendre en compte dans une mission spatiale est le poids, il s'agit donc là d'un compromis entre ces trois paramètres. Pour avoir un ordre de grandeur le lancement de 1 kg de charge utile d'un satellite équivaut à une dépense de l'ordre de 20 k€.

Ces radiations qui vont traverser le blindage vont avoir un effet néfaste sur les systèmes électroniques embarqués dans les satellites. Pour cette raison, une étude sur la tenue aux radiations des composants est essentielle. On qualifie alors les composants utilisables en milieu spatial comme des composants durcis. Cette étude consiste à observer et à améliorer la dégradation des composants face aux radiations. L'idée est alors de mesurer l'efficacité d'un composant suivant la dose de radiation reçue. Concernant les fibres optiques, la dégradation engendrée par les irradiations va impacter les

propriétés de transmission de la fibre. De façon macroscopique, l'interaction entre le rayonnement ionisant et la matière va apporter une atténuation supplémentaire nommée ARI, *Absorption Radio Induite*. L'étude de cette absorption en fonction de la dose est donc essentielle afin de déterminer la durée de vie d'un composant dans l'environnement spatial.

0.2.3 Adaptation de la technologie WDM au spatial

Il existe de nombreux travaux qui discutent de la faisabilité d'exploiter des composants électroniques dans le spatial. Les composants électroniques sont essentiellement composés de semi-conducteur et de conducteurs, qui, de par leur nature physique, sont peu concernés par l'impact des radiations. Ce sont essentiellement les zones passivées qui rendent les composants électroniques sensibles aux radiations, parce qu'elles s'apparentent à des matériaux diélectriques.

De plus, la technologie WDM est massivement composée de composants diélectriques, notamment à base de fibres optiques, et donc la question de leur tenue sous radiations est une question clé à priori. Il existe alors deux méthodes afin d'obtenir des composants durcis :

- la conception spécifique : elle consiste à développer un composant exclusivement dédié à cette application afin qu'il présente des résistances accrues aux rayonnements spatiaux. Cependant, cette option nécessite une étude de recherche et de développement qui est importante par rapport au nombre d'applications visées. En effet, d'un point de vue financier, les ventes de fibres spéciales pour le spatial pour un industriel du secteur représentent une quantité minimale par rapport aux volumes engendrés par les applications destinées à des fins commerciales.
- La validation de composants commerciaux : elle consiste alors à utiliser des composants existants et disponibles. Il s'agit essentiellement de composants commerciaux qui ont une grande fiabilité. On parle alors de composants COTS *Commercial Off-The Shell*. L'intérêt de cette méthode est de diminuer le coût de développement des composants, ceci a été rendu possible grâce à la fiabilité accrue des composants commerciaux, associée à de grandes quantités vendues. Cette méthode consiste donc à sélectionner parmi les composants commerciaux ceux qui présentent toutes les raisons d'avoir un bon comportement sous radiation. Cette seconde méthode est utilisée dans la plupart des cas, parce qu'elle est à priori moins coûteuse : il est possible que des composants non optimisés pour le spatial aient le potentiel pour fonctionner sur la durée de vie d'une mission. Cette approche, appliquée au WDM, montre que malgré leur caractère diélectrique, beaucoup de composants sont ainsi exploitables ; comme le montre le tableau 1 de nombreux composants utilisés pour la technologie WDM sont déjà validés pour les applications spatiales.

Or, comme nous pouvons le constater l'amplificateur optique n'est pas répertorié et il est le seul composant manquant ne permettant pas de valider cette technologie. L'élément le plus sensible dans l'amplificateur optique est la fibre dopée erbium. En effet, il a été montré que les composants de nature isolante présentent une sensibilité accrue par rapport aux composants électroniques. Comme la fibre est exclusivement composée de matériaux diélectriques, il est logique qu'elle soit l'élément le plus sensible aux radiations. De plus, il est communément introduit un ensemble d'éléments chimiques dans la matrice vitreuse pour assurer son fonctionnement, ce qui va encore augmenter sa sensibilité. Il existe alors peu de solutions fiables pour l'utilisation des AOFDs dans le milieu spatial.

D'autres voies alternatives pourraient être envisagées comme l'utilisation d'un SOA *Semiconductor Optical Amplifier* ou bien des technologies utilisant l'effet Raman. Cependant, pour diverses raisons technologiques ou de performances, ces alternatives ne sont pas envisagées et l'AOFD reste un élément incontournable de la technologie WDM pour les applications spatiales, de par sa robustesse et ses performances.

Catégorie	Composant	Fabricant	Dégradation
Electro-Optiques	Laser de pompage	SDL	0.01 dB/kRad
	Photodiode monitoring	Epitaxx	0 dB @ 100kRad
	Photodiode rapide	Lasertron	0 dB @ 100kRad
Composants Fibrés	Circulateur	Kaifa	0.01 dB/kRad
	Séparateur de polarisation	Kaifa	0.01 dB/kRad
	Miroir de Faraday	OFR	0.01 dB/kRad
	Filtre de Bragg (FBG)	Innovative	0 dB @100 kRad
	Filtre de Bragg (FBG)	SDL	0 dB @100 kRad
	Multiplexeur WDM (DWDM)	SDL	0 dB @100 kRad
Coupleurs	WDM	Etek	0dB @100 kRad
	Coupleur 1/99 et 50/50	Etek/Gould	0 dB @100 kRad
	Coupleur PM 1/99	Gouki	0 dB @100 kRad
Fibres Optiques	SMF-28	Corning	0 dB @ 2MRad
	Flexcore Hi1060	Corning	0 dB @ 2MRad
	PM Panda	Fujikura	0 dB @ 2MRad @ 1kRad/980 nm

TABLE 1 – Composants WDM testés sous irradiation, d’après [7, 8, 9].

0.3 Les fibres optiques dans les applications spatiales

La première application visée pour une fibre dopée dans un environnement spatial était de contrôler la rotation d’un satellite à l’aide d’un gyroscope à fibre. Depuis, de nombreuses autres applications ont émergé. On trouve par exemple les transmissions inter-satellites, ou le Lidar.

Le gyroscope à fibre appelé FOG, *Fiber Optic Gyroscope* est un capteur permettant de mesurer la vitesse de rotation. Il est basé sur l’effet Sagnac, qui se traduit par le décalage temporel de deux signaux lumineux parcourant une bobine de fibre en sens inverse. Ce décalage introduit un déphasage entre les deux signaux, ce qui permet d’obtenir la vitesse de rotation. L’avantage de ce dispositif est qu’il est insensible aux accélérations ou aux chocs et qu’il est d’une grande sensibilité. De plus, cette dernière peut être améliorée en utilisant une source large bande spectrale. L’utilisation d’une fibre optique active dopée erbium est alors une source adéquate pour cette application, en utilisant l’émission spontanée amplifiée.

Le Lidar pour *Llgh Detection And Ranging* est un radar optique. Ce système est composé d’un laser, d’un télescope et d’une photodiode afin de détecter l’onde retrodiffusée et d’un système de traitements capable d’analyser le signal reçu. Le Lidar fonctionne avec des lasers dont les longueurs d’onde vont du domaine de l’UV jusqu’à l’infrarouge. Il permet de mesurer différentes grandeurs comme une distance, une vitesse ou encore la détection de gaz qui fut l’une des premières applications. L’atout principal de ce dispositif par rapport à son homologue qu’on trouve en radiofréquence est qu’il possède une cohérence spatiale, de par la source laser : cela améliore la résolution de la mesure. Il existe à l’heure actuelle des systèmes embarqués dans des satellites afin de pouvoir obtenir des mesures météorologiques ou des cartographies de la terre. L’intérêt de la fibre optique erbium serait alors de l’utiliser en tant qu’amplificateur de puissance, pour réaliser une source à cette longueur d’onde ou pour amplifier le signal reçu.

Les liaisons de communications inter-satellites, ISL *Inter-Satellite Link* sont communément réalisées en radio-fréquence. Or, comme pour les applications terrestres la demande croissante de débit contraint les industriels à mettre au point de nouvelles technologies. Pour cette raison, la solution des systèmes optiques est envisagée. En effet, outre le fait que cette technologie bas coût est robuste, l'intérêt de l'optique est de pouvoir diminuer la charge utile embarquée. A l'heure actuelle, des liaisons de transmissions optiques ont déjà été expérimentées. C'est le cas des satellites ARTEMIS et SPOT4 lancés en 2001 : la liaison fonctionne à une longueur d'onde se situant dans la bande 800 - 850 nm. Ensuite en 2007, une liaison à 1064 nm a été démontrée entre les satellites TerraSAR-X et NFIRE, entre une orbite LEO *Low Earth Orbit* et une orbite GEO *Geostationary Earth Orbit*, [10] ; les débits étaient de 5,6 Gbits/s. Enfin, en 2014 une liaison optique a été établie entre les satellites ALPHASAT et SENTINEL-1A, [11], les débits de cette liaison étaient de 1,8 Gbits/s pour une distance de plus de 36000 km.

Pour toutes ces raisons, le développement d'AOFDs fonctionnels sous radiations est un élément clé, car ceci représentera la "enabling-technology". Malgré tout, cette sensibilité particulière des AOFDs aux radiations suggère des applications qui n'avaient pas été anticipées, notamment la possibilité de réaliser de nouveaux dosimètres à base de fibres optiques. Ces deux thématiques combinées forment l'objectif scientifique de ce document.

0.4 Le contexte de recherche et de collaboration

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet collaboratif financé par l'Agence ANR et nommé *Nanofiber*, dont les axes principaux étaient d'apporter une compréhension fondamentale de certains défauts présents dans la matrice vitreuse, mais également d'obtenir ou d'élaborer un amplificateur de hautes performances pour les environnements sévères. Au sein de ce projet, comme le montre la figure 6, nous pouvons constater trois domaines de compétences : le laboratoire IRAMIS *Institut Rayonnement Matière de Saclay* et le laboratoire ICMMO *Institut de Chimie Moléculaire et des Matériaux d'Orsay* qui étudient les défauts présents dans les verres ; le laboratoire PHLAM *laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules* et l'industriel DRAKA-Prysmian qui conçoivent et fabriquent les fibres et enfin le laboratoire IES *l'Institut d'Électronique et des Systèmes* qui porte le volet métrologie et met en œuvre les applications visées.

Par ailleurs, nous avons également d'autres contrats de collaborations avec deux autres partenaires, acteurs majeurs du domaine spatial :

- le CNES *Centre National d'Etude Spatiales* dont le rôle est d'évaluer la possibilité d'utilisation des divers composants ;
- et l'industriel TAS *Thales Alenia Space* qui serait un des potentiels utilisateurs de ces technologies.

0.5 Plan du manuscrit

Pour commencer, nous avons évoqué, dans le premier chapitre, les différentes propriétés du verre et des fibres optiques. Nous exposons comment fonctionnaliser des fibres optiques par les techniques de dopage . De plus, nous expliquons quels sont les procédés de fabrication utilisés sur les fibres étudiées.

Dans le second chapitre, nous proposons une étude qualitative de la dégradation. Ce chapitre est articulé en deux parties. D'une part, il décrit les rayonnements utilisés pour les applications visées et

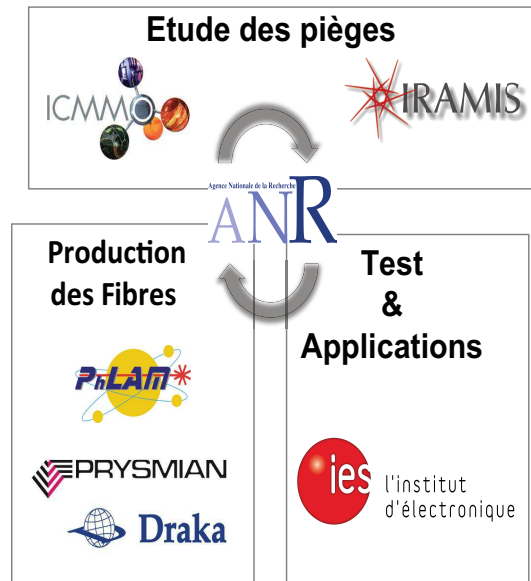


FIGURE 6 – Contexte de collaboration de travail sur le projet ANR *Nanofiber*.

un état de l'art des mécanismes et des défauts qui en découlent. D'autre part, il présente une analyse spectroscopique de l'absorption sur les fibres utilisées afin d'en déduire une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeu.

Ensuite, le troisième chapitre reprend les différentes conclusions et informations apportées au chapitre deux, afin d'exposer un modèle de dégradation et de guérison du verre. Il est accompagné par une étude expérimentale de la dégradation afin de pouvoir la quantifier.

Enfin, le dernier chapitre expose les différentes caractérisations effectuées pour les applications visées : l'amplification et la dosimétrie. Nous présentons dans un premiers temps les résultats et caractérisations obtenus sur les amplificateurs avant ou sous irradiation. Puis, nous introduisons le modèle décrivant le comportement d'un amplificateur sous irradiation. Enfin, nous présentons les différentes caractérisations effectuées en vue de sélectionner les fibres pour élaborer un dosimètre.

Bibliographie

- [1] E Desurvire. Erbium-doped fiber amplifiers - principles and applications. *wiley INTERSCIENCE*, 31(16) :2390–2392, 2002.
- [2] DJ Richardson. New optical fibres for high-capacity optical communications. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 374(2062) :20140441, 2016.
- [3] Ramgopal Gangwar, Sunil Pratap Singh, and Nar Singh. Soliton based optical communication. *Progress In Electromagnetics Research*, 74 :157–166, 2007.
- [4] Kais Chibani. *Analyse de robustesse de systèmes intégrés numériques*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2016.
- [5] JL Titus, D Emily, JF Krieg, T Turflinger, RL Pease, and A Campbell. Enhanced low dose rate sensitivity (eldrs) of linear circuits in a space environment. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 46(6) :1608–1615, 1999.
- [6] J Boch, F Saigne, RD Schrimpf, J-R Vaille, L Dusseau, S Ducret, M Bernard, E Lorfevre, and C Chatry. Estimation of low-dose-rate degradation on bipolar linear integrated circuits using switching experiments. *IEEE transactions on nuclear science*, 52(6) :2616–2621, 2005.
- [7] Todd S Rose, Deana Gunn, and George C Valley. Gamma and proton radiation effects in erbium-doped fiber amplifiers : active and passive measurements. *Journal of Lightwave Technology*, 19(12) :1918, 2001.
- [8] A Fernandez Fernandez, F Berghmans, B Brichard, P Borgermans, AI Gusarov, M Van Uffelen, P Mégret, M Decréton, M Blondel, and A Delchambre. Radiation-resistant wdm optical link for thermonuclear fusion reactor instrumentation. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 48(5), 2001.
- [9] D. Caplan, M. Stevens, and B. Robinson. Free-space laser communications : Global communications and beyond. In *ECOC*, 2009.
- [10] Renny Fields, Carl Lunde, Robert Wong, Josef Wicker, David Kozlowski, John Jordan, Brian Hansen, Gerd Muehlnikel, Wayne Scheel, Uwe Sterr, et al. Nfire-to-terrasar-x laser communication results : satellite pointing, disturbances, and other attributes consistent with successful performance. In *Sensors and Systems for Space Applications III*, volume 7330, page 73300Q. International Society for Optics and Photonics, 2009.
- [11] Frank Heine, Patricia Martin-Pimentel, Hartmut Kaempfner, Gerd Muehlnikel, Daniel Troendle, Herwig Zech, Christoph Rochow, Daniel Dallmann, Martin Reinhardt, Mark Gregory, et al. Alphasat and sentinel 1a, the first 100 links. In *Space Optical Systems and Applications (ICSOS), 2015 IEEE International Conference on*, pages 1–4. IEEE, 2015.

Dopage du verre et des fibres optiques

Sommaire

1.1 Composition et propriétés du verre et des fibres	11
1.1.1 Composition du verre	11
1.1.2 Propriétés du verre	13
1.2 Les fibres passives : Propagation de la lumière	14
1.2.1 Elements constituants d'une fibre optique	14
1.2.2 Les différents type de fibres	15
1.3 Les fibres actives : Amplification de la lumière	18
1.3.1 Principes de l'amplification	18
1.3.2 Amplification de la lumière par les lanthanides : erbium	22
1.3.3 Elargissement de la bande passante	26
1.3.4 Application à un Amplificateur Optique à Fibre Dopée Erbium	30
1.4 Les technologies de fabrication des fibres	33
1.4.1 Procédé de fabrication des fibres	33
1.4.2 Procédé d'introduction des terres rares	34

Dans ce chapitre nous verrons de quoi sont composés les verres ainsi que leurs propriétés optiques, avec l'objectif d'aboutir à un ensemble de fonctionnalités proposées par les fibres optiques.

Ensuite nous présenterons l'utilité principale de ces fibres en distinguant deux catégories : celles dont l'objectif premier est de transporter la lumière, les fibres dites passives et celles qui ont la capacité d'amplifier le signal lumineux : les fibres actives.

Enfin, nous allons nous intéresser aux différents procédés de fabrication des fibres. Ce sera l'occasion de résumer comment on fonctionnalise le verre et les fibres optiques optique en fonction du choix de la matrice vitreuse et des co-dopants que l'on va y insérer. Ceci permettra, dans la suite du document, de mieux comprendre comment les radiations de haute énergie impactent les fibres optiques.

1.1 Composition et propriétés du verre et des fibres

Largement connu du grand public, le verre est d'un point de vue physique défini par le biais de ses propriétés structurales et la température à laquelle il passe d'un état liquide à un état solide. En effet, il peut être assimilé à un matériau solide présentant un désordre structural comparable à celui d'un liquide.

1.1.1 Composition du verre

Du point de vue physique, le verre est considéré par la communauté scientifique internationale comme un matériau amorphe, présentant le phénomène de transition vitreuse. Contrairement à un matériau cristallin, tel que la silice cristalline illustrée sur la figure 1.1(a) (le quartz par exemple),

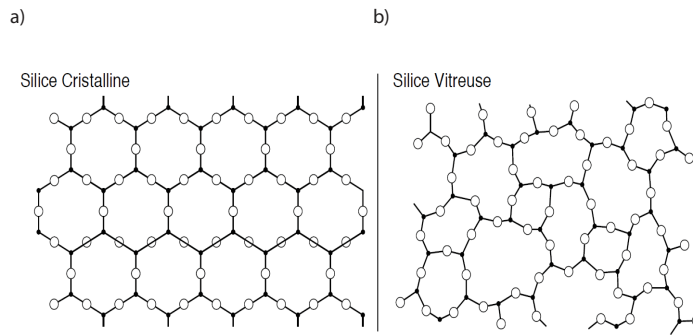


FIGURE 1.1 – Représentation 2D de la silice cristalline et la silice vitreuse.

la silice vitreuse est un matériau amorphe, ne présentant donc pas d'ordre à grande échelle, cf figure 1.1(b). Il existe différents types de verres ayant des compositions différentes à base d'oxydes, chalcogénures ou halogénures. Cependant, ceux utilisés pour des applications en télécommunications sont essentiellement des verres d'oxydes à base de silice SiO_2 , car la composition permet, avec un procédé industriel, d'atteindre les pertes les plus faibles. Le domaine de transparence de ces verres s'étend alors du visible au proche infrarouge. Les verres halogénures et chalcogénures trouveront quant à eux un domaine de transparence dans l'infrarouge comme le montre la figure 1.2.

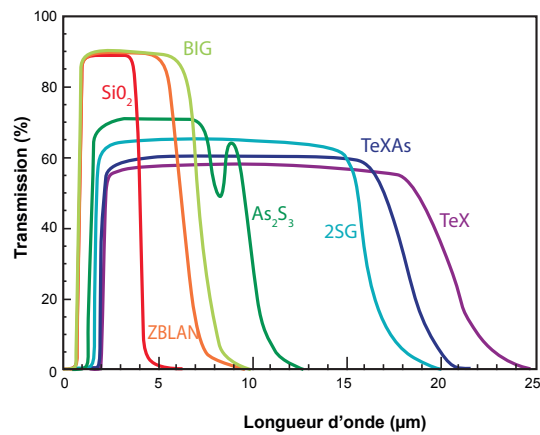


FIGURE 1.2 – Spectres de transmission de plusieurs verres infrarouges comparé à la silice (SiO_2). ZBLAN et GRAND sont des verres halogénures à base de fluor. As_2S_3 , 2SG, le TeXAs et TeX sont des verres de chalcogénures. Les transmissions sont données pour des échantillons de quelques millimètre longs [1].

La structure de base du verre de silice correspond à un atome de silicium lié à 4 atomes d'oxygène sous la forme d'un tétraèdre SiO_4 . Ces structures sont reliées de manière désordonnée entre elles par la mise en commun d'un atome d'oxygène. Afin d'élaborer des fibres optiques, d'autres éléments tels que le Bore, le phosphore, le germanium, ou encore l'aluminium sont incorporés dans la matrice vitreuse. Pour certaines applications, notamment pour les télécommunications, il est également possible d'introduire des ions terres rares afin d'obtenir des propriétés d'amplification.

1.1.2 Propriétés du verre

Les différents phénomènes optiques à prendre en compte dans les verres qui constituent les fibres optiques sont : l'absorption, la diffusion. Elles se traduisent toutes les deux par une atténuation du signal lumineux qui se propage dans la fibre, comme le montre la figure 1.3, et s'expriment en décibel par mètre par la relation :

$$A = \frac{10}{L} \log \left(\frac{P_{in}}{P_L} \right) \quad (1.1)$$

où A est l'atténuation en dB/m, L en mètre, P_{in} et P_L respectivement les puissances incidentes et celle mesurée à une distance L .

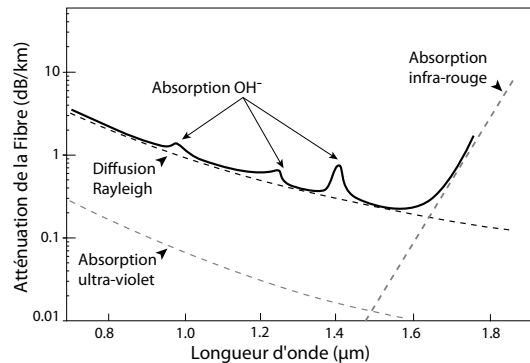


FIGURE 1.3 – Contribution de l'atténuation d'une fibre passive de télécommunication, type G652, en fonction de la longueur d'onde .

L'absorption. Dans les verres de silice, l'absorption est due à l'absorption de la silice et des ions OH. Elle va de l'ultraviolet à l'infrarouge (0,2 – 4 μm). Pour le domaine des ultraviolets (UV) l'absorption est principalement due aux codopants qui sont incorporés, et notamment au germanium. Les transitions électroniques de GeO₂ forment une bande d'absorption qui va de l'UV jusque dans le visible. L'absorption qui se situe dans l'infrarouge est quant à elle due aux modes de vibrations de la silice et des dopants. Pour la silice, ces modes de vibration apparaissent pour des longueurs d'onde supérieures à 1600 nm. Cependant, l'ajout de codopants comme le phosphore entraîne des bandes d'absorption dues aux harmoniques des modes de vibrations à des longueurs d'onde plus basses (1,5 μm). Ils seront donc incorporés en quantité restreinte dans les fibres pour les télécommunications.

La diffusion Rayleigh. La diffusion Rayleigh est principalement due à des fluctuations locales de densité et à la fluctuations de concentrations (en présence de dopants) à l'échelle nanométrique et qui sont liées à l'histoire thermique du matériau. Il existe au sein de tout matériau vitreux un phénomène qui contribue à l'affaiblissement de la lumière lors de sa propagation et qui est le résultat de l'interaction électromagnétique entre l'onde lumineuse et les atomes. En effet, toute onde électromagnétique peut être décrite par un couple champ électrique et magnétique oscillant à la même fréquence. Le champ électrique déforme le nuage électronique des atomes pendant sa propagation dans un matériau. Cela entraîne l'oscillation du barycentre des charges négatives par rapport au noyau (charge positive). Le dipôle électrostatique ainsi créé rayonne dans toutes les directions à la même fréquence que la fréquence d'excitation. C'est ce rayonnement induit qui constitue la diffusion Rayleigh, dont un schéma de principe est reporté sur la figure 1.4. Ce phénomène redistribue par conséquent une part de la puissance optique et constitue de ce fait une atténuation dans la direction de propagation de l'onde.

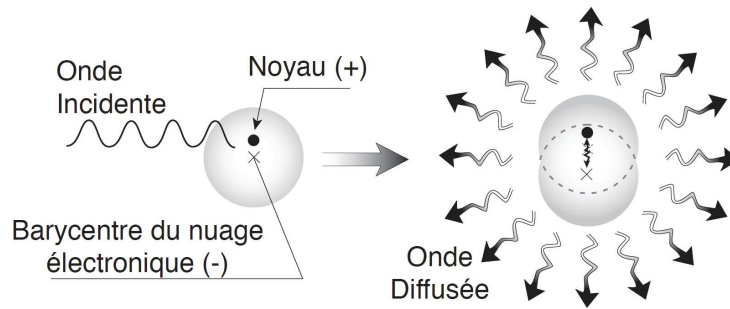


FIGURE 1.4 – Illustration du phénomène de diffusion Rayleigh.

La dispersion. La dispersion caractérise l'élargissement spatial d'une impulsion lumineuse liée à sa largeur spectrale. Dans la mesure où la dispersion est une dépendance spectrale de l'indice optique, et qu'une impulsion est un signal de Fourier large bande, il en résulte que toutes les composantes de Fourier ne se propagent pas à la même vitesse. Après propagation, le spectre de l'impulsion est alors élargi. Dans le cadre de télécommunications WDM, le résultat peut être un mélange des différents canaux de transmission en longueur d'onde. Elle dépend de la longueur d'onde du signal lumineux. Pour les fibres de télécommunication, cela peut se traduire par la détérioration et la perte de l'information. On dénombre deux types de dispersion dans les fibres : la dispersion intermodale et la dispersion chromatique :

- la première est le décalage temporel des différents modes se propageant dans le matériau. Ce type de dispersion n'existe pas dans des guide dit monomodes ;
- la seconde est la somme de la dispersion liée au matériau et de celle liée au guide. Il est donc possible d'optimiser, pour une longueur d'onde, cette dispersion en jouant sur la différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine, mais également sur la géométrie du matériau[2].

1.2 Les fibres passives : Propagation de la lumière

1.2.1 Elements constitutants d'une fibre optique

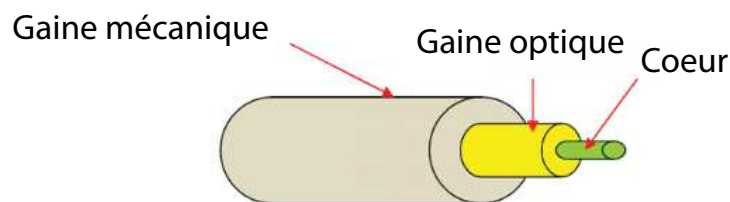


FIGURE 1.5 – Schématisation d'une fibre optique.

Une fibre optique est constituée de plusieurs couches concentriques, comme le montre de manière simpliste la figure 1.5. Composées de matériaux différents, elles jouent des rôles distincts :

- au centre, le *cœur* est le milieu dans lequel se propage la plus grande part de l'onde lumineuse ;
- puis, la *gaine optique* joue un rôle de confinement afin de maintenir les rayons dans le cœur ;
- enfin, à la périphérie, la *gaine mécanique* augmente la résistance de la fibre aux contraintes mécaniques et à la corrosion.

1.2.2 Les différents type de fibres

Nous exposons ici une liste non exhaustive des différents types de fibre que l'on peut rencontrer. En effet, il existe une multitude de structures de fibres toutes plus originales les unes que les autres, avec leurs intérêts et leurs applications dédiées. Effectivement, comme l'interaction matière-rayonnement impacte les propriétés de guidage et d'amplification de la fibre, le fait d'avoir différentes structures de fibres permet d'obtenir le guidage de l'onde optique tout en disposant de compositions chimiques radicalement différentes entre elles au niveau du cœur : c'est donc un levier à exploiter pour une ingénierie de la sensibilité aux radiations. Nous nous limitons ici à une énumération des fibres les plus courantes.

1.2.2.1 Les fibres à saut d'indice

Il s'agit du type de fibre le plus couramment employé. Dans une fibre à saut d'indice, la lumière est guidée dans le cœur par de multiples réflexions à l'interface cœur-gaine. Ce type de fibre utilise le phénomène de réflexion totale interne qui existe entre 2 matériaux d'indices différents pour obtenir la structure de guidage de la lumière. Pour obtenir ce phénomène, l'indice du cœur doit être supérieur à celui de la gaine. Très utilisées dans le domaine des télécommunications, elles permettent de confiner la lumière sur de grandes distances avec une atténuation assez faible. Cependant ce type de fibre présente l'inconvénient d'un chemin optique dépendant de l'angle incident et provoquant donc de la dispersion. On appelle ce type de dispersion, lié à la structure de la fibre, la dispersion intermodale. Toutefois, cette caractéristique peut être améliorée en réduisant le cœur de la fibre : on dispose alors d'une fibre monomode. À noter, que cette caractéristique peut également être améliorée en réalisant un profil d'indice en gradient : la fibre reste alors monomode mais la dispersion intermodale est réduite.

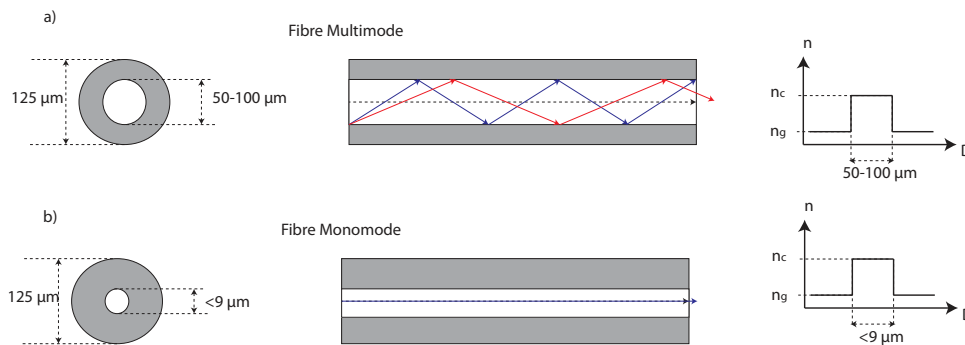


FIGURE 1.6 – Propagation de la lumière dans un guide monomode dans le proche IR et multimode

Caractère monomode ou multimode d'une fibre Du fait de la structure géométrique de l'onde et de la nature ondulatoire de la lumière, plusieurs longueurs d'ondes peuvent être transmises en suivant des chemins différents et en occupant le cœur de fibre de différentes manières pour former des modes. À titre d'illustration, nous représentons sur le volet (b) de la figure 1.7 les différents modes présents. Il est donc possible de jouer sur la section du cœur ou sur la différence d'indice afin de n'obtenir qu'un seul mode guidé, dit fondamental, pour une longueur d'onde donnée. On parle alors de fibre monomode, comme le montre la figure 1.6. Elles sont ainsi très utilisées pour les longues distances comme notamment les liaisons intercontinentales.

Pour déterminer si une fibre est monomode ou non à une certaine longueur d'onde, il est usuel d'utiliser un couple de paramètres :

- la fréquence de coupure normalisée, notée V , qui s'exprime comme

$$V = ak_0 ON = ak_0 \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.2)$$

avec ON l'ouverture numérique, a le rayon de cœur, k_0 le vecteur d'onde dans le vide, n_c et n_g respectivement les indices du cœur et de la gaine ;

- la constante de propagation normalisée b définie par l'équation suivante :

$$b = \frac{\frac{\beta^2}{k_0^2} - n_g^2}{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.3)$$

où β est la constante de propagation

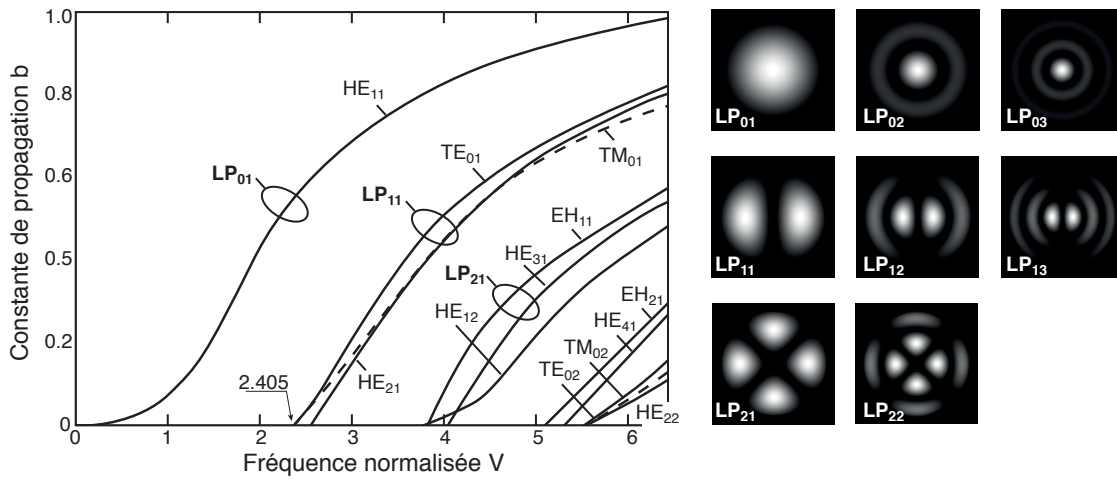


FIGURE 1.7 – (a) Constante de propagation normalisée b en fonction de la fréquence normalisée [3] dans une fibre à saut d'indice. (b) Différents modes de Bessel.

On en déduit la figure 1.7 qui représente b en fonction de V . Elle nous montre que pour une fréquence normalisée inférieure à 2,405, un seul mode est guidé : le mode HE_{11} , appelé aussi LP_{01} . Pour des valeurs de V plus élevées, les modes TE_{01} et TM_{01} commencent à être guidés. Une fibre optique à saut d'indice est donc monomode si la fréquence normalisée V est inférieure à 2,405.

On peut définir la notion de "longueur d'onde de coupure λ_c " qui représente la longueur d'onde en dessous de laquelle le guide rentre dans un régime multimode, en réécrivant l'équation (1.2) comme suit :

$$\lambda_c = \frac{2\pi a}{2,405} \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.4)$$

Nous pouvons donc, à partir des données de la fibre, connaître les différents modes capables de se propager en fonction de la longueur d'onde. En télécommunications, il est usuel de travailler avec des guides monomodes pour éliminer l'effet de la dispersion multimode, de ce fait le signal à amplifier est monomode, de même que les fibres utilisées à cet effet. Pour cette raison, les cœurs de nos fibres sont en moyenne de 3 à 4 μm de diamètre afin d'être quasiment monomodes à 980 nm et 1550 nm, pour une ouverture numérique de 0,2 environ. Pour les fibres standard de transmission,

seules les longueurs d'onde autour de 1550 nm sont intéressantes, l'ordre de grandeur du diamètre de ces coeurs est alors plutôt de 9 μm .

Dopage des fibres passives Comme nous avons pu le voir dans le paragraphe précédent, il est essentiel d'obtenir une différence d'indice de réfraction entre le coeur et la gaine afin d'avoir une propagation de la lumière dans le guide. Cette différence d'indice peut être obtenue en incorporant des espèces chimiques qui influencent l'indice du matériau. Dans les fibres de silice, il est courant d'introduire des éléments tels que le bore ou le fluor pour diminuer l'indice ou le germanium et le phosphore pour l'augmenter. S'il va de soi qu'il est préférable d'introduire le bore ou le fluor dans la gaine et le germanium ou le phosphore dans le coeur, le choix des espèces dépend de la condition que l'on impose sur le coeur ou la gaine. Par exemple dans certains cas, il sera préférable d'avoir un coeur de silice pur et donc d'introduire les dopants dans la gaine. Les fibres dont nous disposons dans le cadre de cette thèse sont majoritairement des fibres dopées avec du germanium (GeO_2), dans le coeur de silice. L'une des propriétés importantes du GeO_2 est qu'il possède une structure en tétraèdre comparable à celle de la silice. Son introduction est donc assez naturelle, un atome de germanium peut substituer un atome de Silicium. De plus, les différences d'indices requises entre le coeur et la gaine sont facilement atteintes avec cet élément. Notons tout de même que la concentration en germanium peut aller jusqu'à 20-25%wt, pourcentage massique, dans les fibres actives afin d'avoir une différence d'indice suffisante, (c'est-à-dire $\Delta n > 20 \cdot 10^{-3}$) pour obtenir une forte ouverture numérique, ainsi qu'un très bon recouvrement entre les modes optiques de la pompe et du signal avec les ions produisant l'amplification, essentiel pour disposer d'un amplificateur efficace. En ce qui concerne les autres applications, le germanium est également apprécié pour ses propriétés de photosensibilité pour la réalisation de réseaux de Bragg. Enfin, l'introduction des dopants n'est pas uniquement liée à la variation d'indice mais aussi à l'obtention d'une ultra-transparence dans le proche infrarouge mais aussi à la possibilité d'avoir des fibres mécaniquement viables ce qui implique une compatibilité thermique (viscosité et coefficient d'expansion thermique) du coeur et de la gaine.

1.2.2.2 Fibres à saut d'indice à gaine enterrée

Les fibres à gaine enterrée (voir la figure 1.8(b)) sont élaborées avec 2 gaines en verres différents, présentant ainsi une gaine intérieure et extérieure autour du coeur de la fibre :

- la gaine extérieure est constituée d'un verre dont l'indice n_1 est égal à celui de la silice pure ;
- la gaine intérieure est faite d'un verre dont l'indice n_2 est inférieur à celui de la silice.

Ce verre est, en fait, synthétisé à partir de silice à laquelle on a rajouté du fluor pour faire diminuer son indice optique. Le coeur dans lequel est confinée la lumière est ainsi constitué de silice pure, d'indice n_1 , ce qui en fait son atout principal.

Le principal avantage de ce type de structure est de permettre de diminuer les pertes optiques par absorption au niveau de la gaine et également de réduire les pertes optiques liées aux rayons de courbure.

1.2.2.3 Les fibres à cristaux photoniques (*Photonic crystal fibers, PCF*)

La fibre microstructurée, autrement appelée fibre à "cristaux photoniques", permet le confinement de l'onde lumineuse par une différence d'indice entre les inclusions très importantes et liées à la périodicité de la structure (voir la figure 1.8(a)) . La lumière est ici guidée dans un défaut de cette structure périodique, qui constitue le coeur de la PCF.

L'ingénierie des cristaux photoniques permet aux fibres optiques d'adresser des besoins très différents. Par exemple, pour le transport de puissance, il est possible de réaliser des fibres monomodes, avec un large diamètre de cœur ($> 80 \mu m$). D'autres utilisations permettent à l'inverse, d'obtenir des modes très confinés, ce qui permet d'atteindre des densités de puissance importantes à l'intérieur de la fibre et, ainsi, d'exalter des effets non-linéaires [4]. Cela débouche sur la génération de super-continuum de lumière, permettant de générer de la lumière à large spectre et à forte densité spectrale, avec une bonne qualité de faisceau.

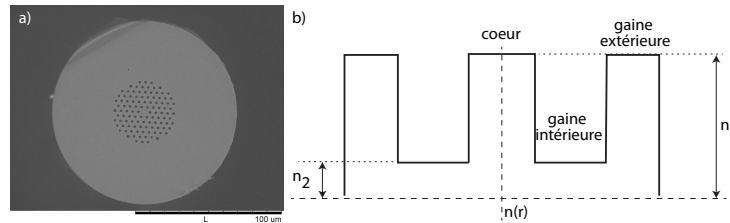


FIGURE 1.8 – Autres structures d'indices pour les fibres durcies : (a) Image MEB d'une fibre dopée erbium microstructurée, (b) structure d'indice dans une fibre à gaine enterrée.

Pour l'application visée, l'atout principal commun de cette structure est que l'on obtient le guidage des ondes sans qu'il ne soit nécessaire d'introduire de dopant (typiquement du germanium) dans le cœur de la fibre. Ainsi, seuls les dopants nécessaires pour réaliser l'amplification sont présents dans le cœur, ce qui revient à dire que la structure du verre est localement plus simple, à l'endroit même où l'intensité du mode est la plus forte. Ceci, peut se révéler être un atout pour le durcissement des fibres optiques en général, et éventuellement aussi pour les fibres amplificatrices.

1.2.2.4 Bilan

Nous avons pu voir qu'il existe une diversité de structures permettant de guider la lumière en jouant soit sur la composition chimique de la fibre ou sur la géométrie. Pour notre part, durant ces travaux de thèse, nous avons travaillé essentiellement avec des fibres à saut d'indice. Il s'agit des fibres les plus communément utilisées en télécommunication et par les industriels afin de créer des fibres actives comme nous allons le voir dans la section suivante.

1.3 Les fibres actives : Amplification de la lumière

Dans la section précédente, nous avons présenté l'utilité des fibres passives ainsi que leur optimisation avec l'ajout de dopants. Dans cette section, nous nous intéressons aux phénomènes physiques qui amplifient la lumière et aux espèces chimiques introduites qui permettent d'obtenir cette amplification optique. Dans un second temps nous décrivons le fonctionnement d'un amplificateur.

1.3.1 Principes de l'amplification

La lumière peut être considérée comme un ensemble de photons, c'est à dire de corpuscules transportant une énergie définie. Le processus qui caractérise l'interaction entre la lumière et la matière est un transfert d'énergie entre les photons et les atomes. D'un point de vue corpusculaire, la lumière peut être définie comme un flux de photons : un nombre de photons par unité de temps pour une surface S donnée. Expérimentalement, nous parlerons de la puissance optique incidente sur une surface

S , puisque elle prend en compte l'énergie portée par les photons ; son expression s'écrit simplement :

$$P = h\nu\phi S \tag{1.5}$$

où P est la puissance optique (en Watt), h la constante de Planck, ν la fréquence optique, ϕ le flux de photons par unité de temps et de surface et S la surface considérée. Afin de simplifier les équations, nous utilisons la notion de flux lumineux pour décrire les mécanismes fondamentaux qui ont lieu au sein d'une fibre amplificatrice.

1.3.1.1 Probabilité d'interaction photon-atome

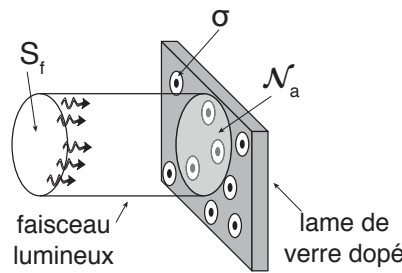


FIGURE 1.9 – Notion de section efficace

On cherche ici à définir la probabilité d'interaction entre un faisceau lumineux et la matière. Si l'on considère un faisceau incident de section S_f sur une surface dopée en atomes, on peut considérer que la probabilité géométrique d'interaction p est donnée par le rapport des surfaces, en faisant référence à la figure 1.9 :

$$p = \frac{N_a\sigma}{S_f} \tag{1.6}$$

où N_a est le nombre d'atomes interceptés par le faisceau incident, et σ la section d'interaction de l'atome (c'est-à-dire la surface apparente vue du faisceau) encore appelée section efficace. La section de l'atome est donc bien représentative de la probabilité d'interaction, au sens purement géométrique, et il s'agit par conséquent d'une probabilité exprimée en (m^2) . Bien sûr, la quantité p ne définit pas encore le nombre d'interactions N_i qui ont lieu entre la matière et la lumière, car nous n'avons pas pris en compte le nombre de photons N_p par seconde. Il y aura d'autant plus d'interactions que ce nombre de photons sera grand, ainsi :

$$N_i = pN_p = N_a\sigma\phi \tag{1.7}$$

1.3.1.2 L'absorption

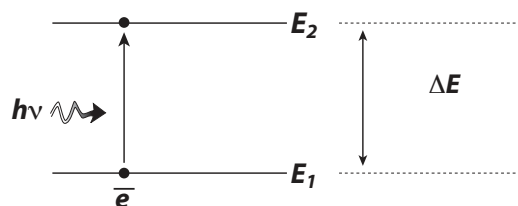


FIGURE 1.10 – Absorption d'un photon

Il s'agit d'un phénomène pour lequel, il y a un transfert d'énergie entre le rayonnement lumineux et la matière. Les électrons de la couche externe d'un atome peuvent absorber l'énergie d'un photon. Cette transition aura pour incidence un changement d'état. Initialement à l'état fondamental E_1 , l'atome va passer à un état dit "excité" E_2 , comme l'illustre la figure 1.10. Cependant, ce phénomène de transfert d'énergie a lieu uniquement si l'énergie $h\nu$ apportée par le photon est strictement égale à la différence d'énergie entre deux niveaux. Cet écart d'énergie est déterminée par la relation :

$$\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu = h \frac{c}{\lambda}$$

Il est alors possible de calculer les longueurs d'onde qui seront absorbées. Nous pouvons écrire la variation temporelle du nombre d'électrons sur chaque niveau par l'équation :

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = -\phi\sigma_{12}N_1 \quad (1.8)$$

Avec σ_{12} la section efficace d'absorption exprimant une certaine probabilité pour que le phénomène d'absorption intervienne entre les niveaux E_1 et E_2 . Enfin, ϕ est le flux de photons et N_1 la population du niveau E_1 .

1.3.1.3 L'émission spontanée

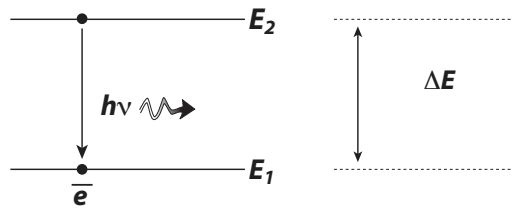


FIGURE 1.11 – Emission spontanée d'un photon

L'émission spontanée se produit lorsqu'un atome est préalablement dans un état excité par un apport d'énergie optique ou thermique. Du fait que cet état n'est pas stable, l'électron ne va donc rester que provisoirement dans cet état pour redescendre à l'état fondamental. On parle alors de durée de vie à l'état excité, qui fait référence au temps durant lequel l'atome est dans cet état. On définit alors un taux d'émission spontanée qui se décrit à l'aide du coefficient d'Einstein [5] : $A_{21} = \frac{1}{\tau_{21}}$, l'indice 21 faisant référence au transfert descendant entre le niveau 2 et le niveau 1. Lors de la recombinaison, c'est à dire de la transition permettant de retrouver l'état fondamental de l'atome, il y a une perte d'énergie qui se manifeste par l'émission d'un quanta de lumière qui va se propager dans n'importe quelle direction. La figure 1.11 représente ce phénomène, l'énergie $h\nu$ du photon émis est alors égale à la différence d'énergie E entre les deux niveaux. Les atomes qui participent à l'émission spontanée vont dépeupler le niveau N_2 , cette variation en fonction du temps peut s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 \quad (1.9)$$

avec N_1 la population du niveau E_1 en m^{-3} et A_{21} le taux de recombinaison (coefficient d'Einstein).

1.3.1.4 L'émission stimulée

C'est le phénomène à la base de l'amplification optique, découvert par A. Einstein en 1917 [6]. Sous l'effet d'un rayonnement incident, un atome dans un état excité va retourner à l'état fondamental. Lors de cette transition, il va émettre un photon ayant les mêmes caractéristiques que le photon

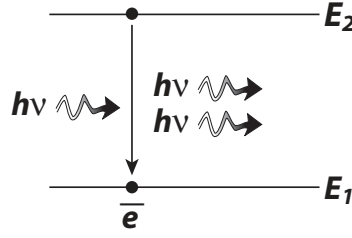


FIGURE 1.12 – Emission stimulée d'un photon

incident. Cependant, ce phénomène ne peut se produire que si l'énergie des photons incidents est égale à l'écart d'énergie entre le niveau supérieur et le niveau inférieur comme l'illustre la figure 1.12. Ainsi, le photon créé par la transition de recombinaison de l'atome a une fréquence, une direction de propagation, de polarisation et une phase identique, au photon incident. Ce processus, diffère de l'émission spontanée dans le sens où le photon émis aura une direction de propagation privilégiée. À l'instar, de la variation temporelle de la densité de population d'atomes pour le phénomène d'absorption, nous pouvons déterminer l'équation suivante à l'état excité :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\phi\sigma_{21}N_2 \quad (1.10)$$

est σ_{21} est la section efficace d'émission et représente la probabilité que le phénomène d'émission stimulée se produise.

1.3.1.5 Saturation de l'absorption

À ce stade, nous pouvons introduire la notion de saturation de l'absorption d'un matériau dans lequel la densité ou le dopage en ions absorbants vaut $N_{tot} = N_1 + N_2$. Si l'on considère la transition énergétique $E_2 - E_1$, la densité de population d'ions à l'état fondamental N_1 peut s'écrire en faisant le bilan des 3 interactions lumière-matière que l'on a décrites ci-dessus :

$$\frac{dN_1}{dt} = A_{21}N_2 - \phi\sigma_{12}N_1 + \phi\sigma_{21}N_2 \quad (1.11)$$

A l'état stationnaire la quantité dN_1/dt est nulle. La densité de population à l'état excité vaut $N_2 = N_{tot} - N_1$, on peut alors écrire :

$$N_1 = N_{tot} \frac{A_{21} + \phi\sigma_{21}}{A_{21} + \phi\sigma_{12} + \phi\sigma_{21}} \quad (1.12)$$

L'évolution du flux de photon ϕ est alors régie par la probabilité d'être absorbé par le milieu actif. Si l'on considère un milieu absorbant de faible épaisseur, on peut alors écrire le flux transmis :

$$\phi_{out} = \phi_{in} - \phi_{in}\sigma_{12}N_1dz \quad (1.13)$$

Ou encore, en introduisant l'équation 1.12 :

$$\frac{\phi_{out} - \phi_{in}}{\phi_{in}} = -\sigma_{12}N_{tot} \frac{A_{21} + \phi_{in}\sigma_{21}}{A_{21} + \phi_{in}\sigma_{12} + \phi_{in}\sigma_{21}} \Delta z \quad (1.14)$$

On remarque que la quantité $\phi_{out} - \phi_{in}$, qui représente la transmission du matériau, peut s'annuler lorsque le flux ϕ_{in} est très grand devant le taux de recombinaison spontané A_{21} , on parle alors de transparence du matériau ou de saturation de l'absorption. Sur la figure 1.13 qui représente la

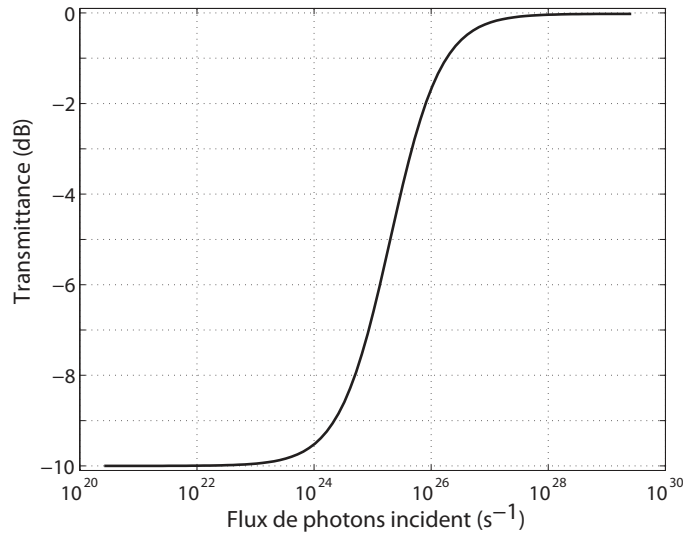


FIGURE 1.13 – Saturation de l'absorption

transmittance en fonction du flux de photons incidents, nous voyons clairement deux régimes : le premier est observé pour des faibles flux et correspond à une absorption forte du matériau. En effet, pour des faibles flux, tout photon incident est absorbé par le niveau N_2 qui ne se remplit pas car la désexcitation prédomine. Le second régime survient lorsque le flux de photons devient plus important que la désexcitation des atomes excités. Ainsi, la population au niveau N_2 se remplit jusqu'à atteindre la transparence du matériau : on parle alors de saturation de l'absorption.

1.3.2 Amplification de la lumière par les lanthanides : erbium

Les terres rares ou lanthanides sont souvent utilisées pour la réalisation de milieu actifs pour des sources lumineuses notamment grâce à leurs propriétés de fluorescence. On observe ainsi sur le diagramme de Dieke (figure 1.14), les différentes transitions énergétiques permises par chacune de ces espèces dans leur forme trivalente, chacun de ces niveaux pouvant être à l'origine de l'absorption et/ou de l'émission d'un photon. Nous nous intéressons ici plus particulièrement à l'ion d'erbium trivalent qui est caractérisé par une spectroscopie complexe, avec un nombre important de niveaux, qui contraste avec celle de l'atome d'ytterbium ou encore celle du cérium qui ne possèdent que deux niveaux. L'utilisation de l'erbium a été motivée par le fait qu'il possède des niveaux d'énergie qui permettent l'amplification dans la bande des télécommunications optiques longues distances. En effet, comme nous l'avons évoqué dans l'introduction les performances de transmissions ont été atteintes avec les fibres monomodes utilisant la bande autour de 1550 nm, dite *Bande C*. L'utilité de l'erbium a donc été de pouvoir émettre et amplifier le signal dans cette bande, comme le montre la figure 1.15. Cependant, la complexité de la spectroscopie de l'erbium est un problème, car les autres transitions énergétiques vont pouvoir rendre moins efficace le phénomène d'amplification.

1.3.2.1 Théorie de l'amplification

La spectroscopie de l'ion erbium permet d'obtenir une émission stimulée autour de 1550 nm. L'apport d'énergie pour que ce phénomène ait lieu se fait généralement de façon optique en pompant le matériau à 980 nm.

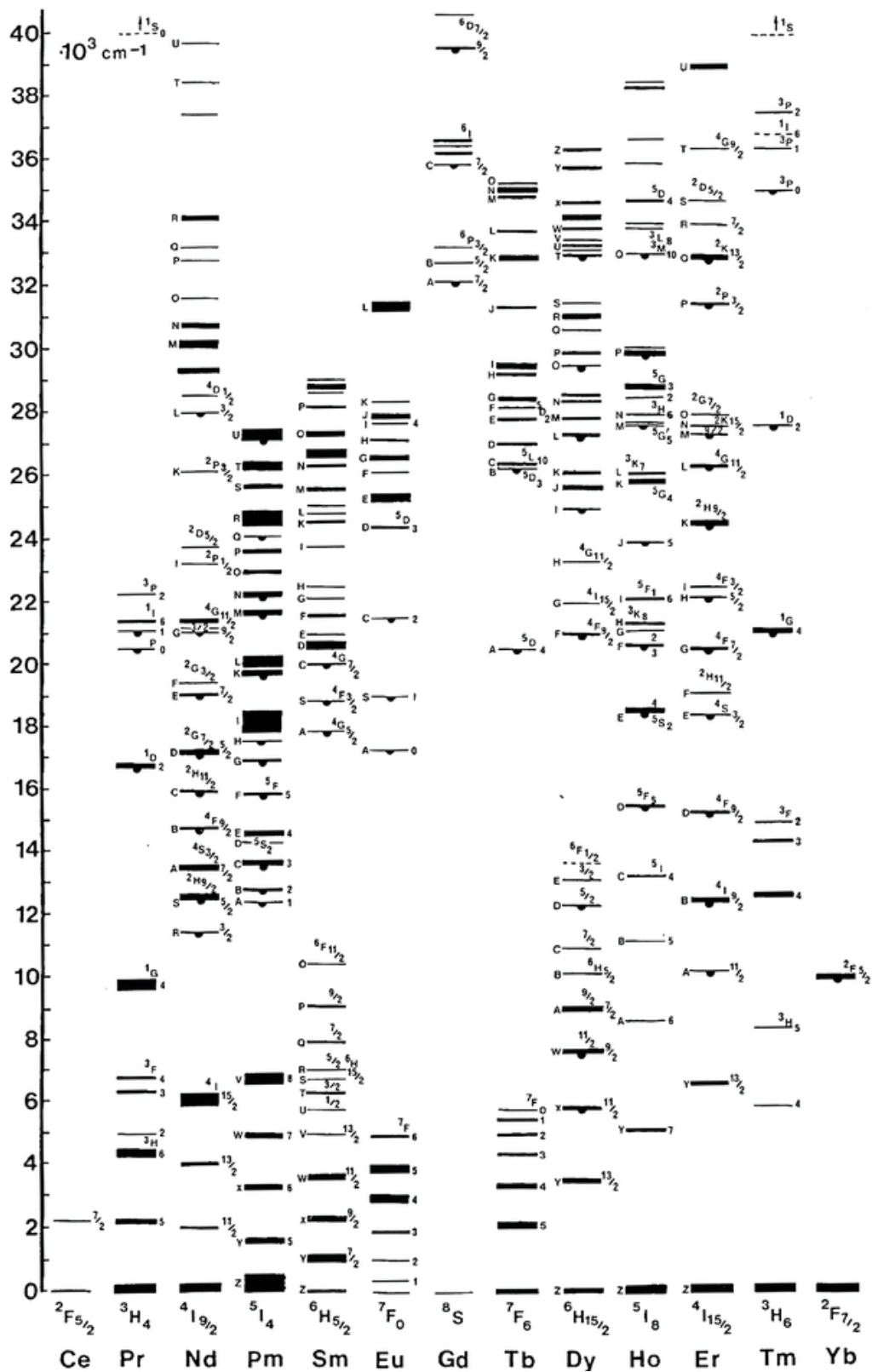


FIGURE 1.14 – Spectroscopie des ions terres-rares trivalents[7]

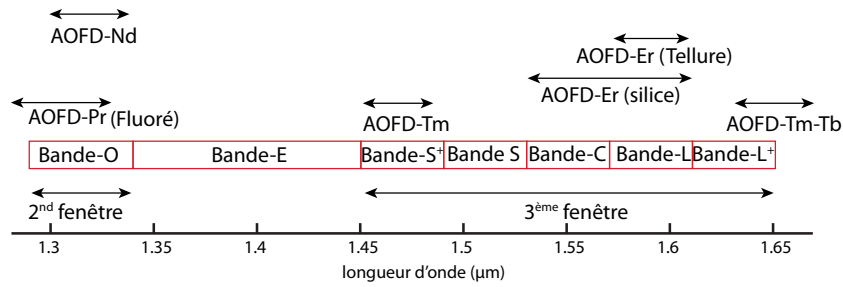


FIGURE 1.15 – Bande passante optique des différents Amplificateur Optique à Fibre Dopée *AOFD* suivant leurs compositions en terre rare

Le pompage permet d'exciter les atomes à l'état fondamental jusqu'au niveau ${}^4I_{11/2}$. Depuis ce niveau, dont la durée de vie est de l'ordre de quelques μs dans les verres à fortes énergie de phonons comme la silice, les électrons vont se désexciter de manière non radiative et venir peupler le niveau ${}^4I_{13/2}$ (figure 1.16). La durée de vie de l'excitation sur ce niveau est grande comparée à celle du niveau de pompage, elle est de l'ordre de 10 ms. On qualifie alors ce niveau de méta-stable.

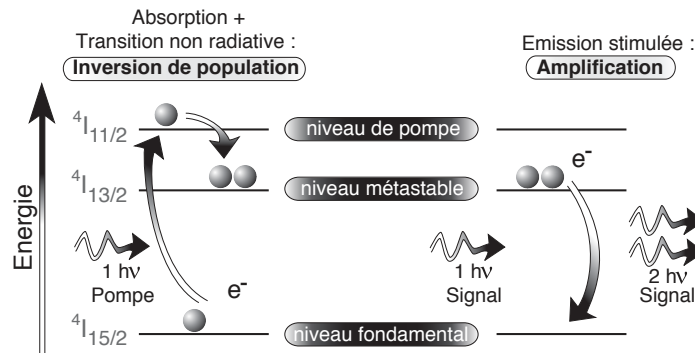


FIGURE 1.16 – Mécanismes d'amplification à partir d'un modèle à 3 niveaux

À partir de ce niveau les atomes excités vont se désexciter de deux manières :

- soit de manière stimulée en présence de photons incidents à 1550 nm. Dans ce cas, les atomes excités vont participer à l'amplification ;
- soit de manière spontanée, en absence de photons à 1550 nm. Il y aura donc émission de photons à 1550 nm, émis de façons décorréelée et qui pourront être amplifiés par le processus d'émission stimulée. Ce phénomène appelé Emission Spontanée Amplifiée (ESA) est à l'origine du bruit de fond des amplificateurs optiques.

1.3.2.2 Application à un verre dopé erbium

Pour illustrer ces phénomènes, nous allons étudier l'évolution des différentes populations au sein d'un morceau de verre afin de ne pas prendre en compte l'aspect propagatif que l'on retrouve dans les fibres. Nous prendrons une lame de verre dopée erbium d'épaisseur Δz de quelques mm dont la densité totale (ou dopage) en ions erbium vaut N_{tot} et que l'on excite avec un laser à 980 nm, comme illustré sur la figure 1.17.

Pour simplifier, nous admettrons que le taux de réflectivité au niveau des facettes est nul, ainsi on peut négliger tout effet de cavité qui aurait pour conséquence d'amplifier l'émission spontanée. Nous ne considérerons donc pas l'ESA dans cette approche. On appellera ϕ_p le flux lumineux de pompage

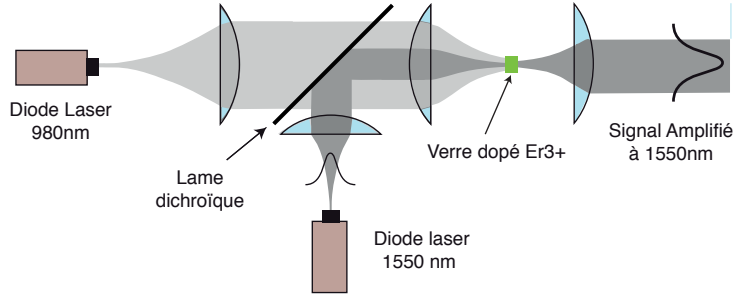


FIGURE 1.17 – Principe de l'amplification d'un signal à 1550nm par pompage d'un morceau de verre dopé Er^{3+}

fourni par la diode à 980 nm, et ϕ_s le flux provenant de la diode Laser Signal à 1550nm. Les deux flux lumineux sont couplés via une lame dichroïque et interagissent dans le verre. En sortie, la totalité du flux de pompe est absorbée et le signal est amplifié. Compte tenu du modèle à 3 niveaux décrit précédemment, on peut écrire les équations d'évolution des populations d'atomes au sein du matériau en fonction des flux lumineux.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_3}{dt} = -A_{32}N_3 + \sigma_{13}\phi_p N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 + A_{32}N_3 + \sigma_{12}\phi_s N_1 - \sigma_{21}\phi_s N_2 \\ \frac{dN_1}{dt} = -\sigma_{12}\phi_s N_1 + A_{21}N_2 - \sigma_{13}\phi_p N_1 + \sigma_{21}\phi_s N_2 \\ N_{tot} = N_1 + N_2 + N_3 \end{array} \right. \quad (1.15)$$

Les symboles utilisés dans ces équations sont décrits dans la table 1.1.

Symbole	Description	Unité
$N_i, i \in \{1, 2, 3\}$	Densité de population d'électrons sur le niveau i de l'atome d'erbium	m^{-3}
N_{tot}	Densité totale d'ions présents dans le cœur de la fibre optique	m^{-3}
A_{21}	Coefficient d'Einstein d'émission spontanée entre le niveau 2 et 1	s^{-1}
A_{32}	Taux de recombinaison spontanée entre le niveau 3 et 2	s^{-1}
σ_{12}, σ_{21}	Sections efficaces d'absorption et d'émission à 1550 nm	m^2
σ_{13}	Section efficace d'absorption de la pompe	m^2
ϕ_s, ϕ_p	Flux incident de photons signal et pompe	$s^{-1}m^{-2}$

TABLE 1.1 – Description des paramètres pour le modèle à 3 niveaux.

Nous allons maintenant regarder les flux de pompe et de signal en sortie du verre dopé Er^{3+} respectivement appelés ϕ_p^{out} et ϕ_s^{out} . À l'état stationnaire, nous obtenons :

$$\phi_p^{out} = -\phi_p^{in} \underbrace{N_1 \sigma_{13}}_{Absorption} \Delta z + \phi_p^{in} \quad (1.16)$$

$$\phi_s^{out} = \phi_s \left(\underbrace{N_2 \sigma_{21}}_{Gain} - \underbrace{N_1 \sigma_{12}}_{Absorption} \right) \Delta z + \phi_s \quad (1.17)$$

Premièrement, d'après l'équation (1.16) on remarque que le flux de pompe de sortie sera inférieur ou égal au flux d'entrée. Ceci s'explique par le fait qu'il n'y a pas de phénomène d'émission sur le niveau 3. Par conséquent, il y aura seulement de l'absorption par les ions erbium.

Ensuite, concernant le flux de photons signal, on remarque avec l'équation (1.17) qu'il pourra être amplifié en fonction des valeurs de N_2 et N_1 , donc de l'action produite par le pompage. En effet, les sections efficaces d'émission à partir du niveau 2 ne sont pas nulles. En outre, le terme $N_2 \sigma_{21}$ représente le gain que va pouvoir fournir le matériau.

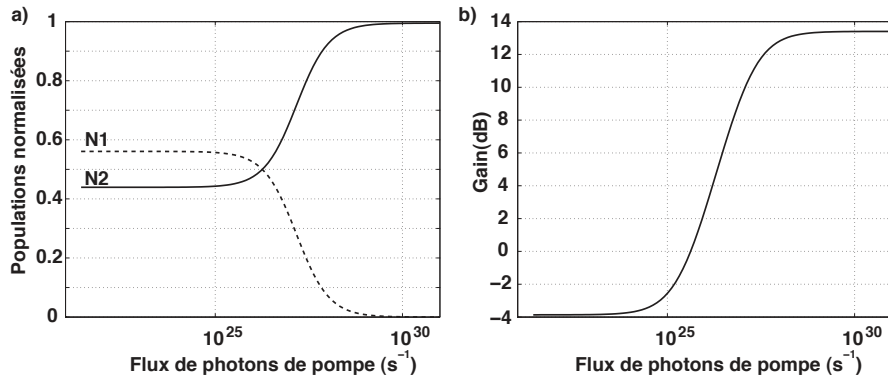


FIGURE 1.18 – (a) Evolution des populations et (b) gain d'une lame de verre d'erbium, en fonction de la puissance de pompe. En considérant les paramètres décrits en annexe 4 page 159.

La figure 1.18(b) représente l'évolution du gain en fonction du flux de photons de pompe. Nous constatons que pour des faibles flux de pompe, le gain fourni par le verre dopé est négatif; autrement dit, le matériau est absorbant à la longueur d'onde du signal. En revanche, lorsque le flux de photons de pompe augmente, le gain devient positif. Cette amplification est étroitement liée à la population du niveau N_2 , puisque l'on s'aperçoit sur la figure 1.18(a), que le gain devient positif lorsque le flux de photon de pompe est suffisant pour que la population N_2 dépasse la population N_1 . On parle alors d'inversion de population. C'est cette inversion de population qui rend possible phénomène d'amplification optique.

1.3.3 Elargissement de la bande passante

Nous avons pu voir que l'ion erbium avait des propriétés d'absorption et d'émission qui lui sont propres et de ce fait il est caractérisé par certaines bandes d'énergie bien distinctes. En toute rigueur si cet élément était utilisé à l'état gazeux, nous aurions des bandes d'absorption très fines. Or, comme il est introduit dans un matériau solide amorphe, nous n'avons pas une bande d'absorption très sélective mais qui peut s'étaler sur plusieurs nanomètres. Ceci va représenter un réel intérêt pour les amplificateurs erbium; en effet, l'élargissement de la bande d'absorption va pouvoir procurer un gain sur une gamme de longueur d'onde plus grande et donc garantir un gain sur une plus large bande spectrale de l'amplificateur. Ce dernier peut également être élargi en ajoutant des co-dopants.

1.3.3.1 Influence de la matrice hôte

Dans une matrice vitreuse, on peut noter qu'il existe deux phénomènes responsables de l'élargissement de la bande passante. L'introduction physique du dopant dans le milieu se traduit par un élargissement homogène, et la signature spectrale de la nature amorphe de la matrice hôte est l'élargissement inhomogène.

Elargissement homogène

L'introduction d'éléments tels que l'erbium dans la matrice vitreuse va engendrer une modification du réseau cristallin [8]. Il existe dans la matrice vitreuse un champ électrique, appelé champ cristallin, produit par les liaisons inter-atomiques ($Si^{4+} - O^{2-}$). Lors de l'introduction de l'erbium, ce champ entraîne la dégénérescence des niveaux d'énergie de l'erbium (Figure 1.19) par effet Stark.

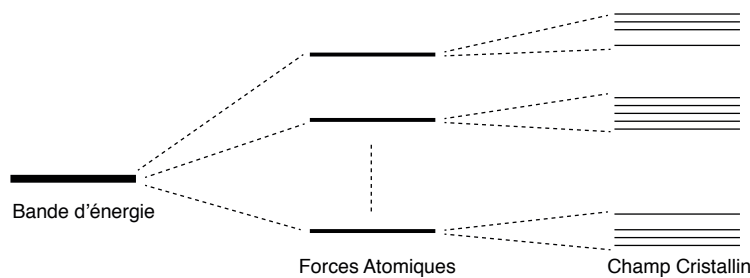


FIGURE 1.19 – Dégénérescence d'un niveau d'absorption par effet Stark

Cette dégénérescence des niveaux d'énergie de l'erbium va accroître le nombre de transitions possibles entre deux niveaux. D'un point de vue spectral, cela se manifeste par l'élargissement du spectre aux longueurs d'ondes d'absorption et d'émission du matériau. On appelle alors ce processus "élargissement homogène", car tout atome d'erbium dans la matrice de verre va subir cet élargissement. L'ion voit un champ cristallin différent suivant sa localisation, il s'agit alors d'une notion propre à une transition. Dans le cas de l'erbium plongé dans une matrice de silice codopée aluminium, il vaut typiquement 2 nm [9].

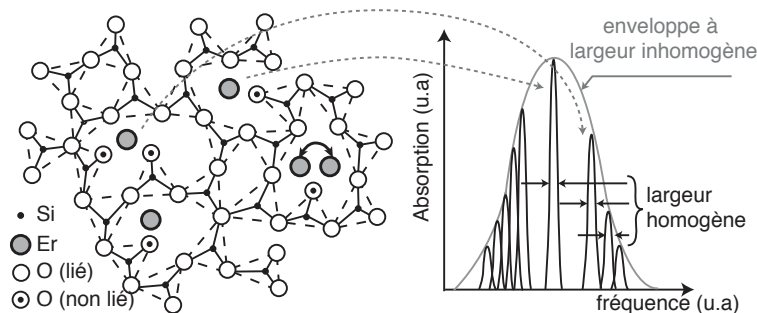


FIGURE 1.20 – Elargissement homogène et inhomogène.

Elargissement inhomogène

Nous avons pu voir que la matrice vitreuse n'a pas une structure reproductible à grande échelle, ce qui a pour conséquence un champ cristallin qui n'est pas identique dans tout l'environnement atomique. Pour cette raison, les ions erbium subissent également un élargissement spectral dû à la

répartition spatiale des ions dans la matrice hôte. A cause de cela, les différents ions erbium peuvent émettre et absorber des photons à des fréquences différentes. La fréquence ν peut être caractérisée en première approximation par une loi de distribution gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est appelée élargissement inhomogène, et vaut typiquement 10 nm pour une matrice aluminosilicate [9]. La figure 1.20 illustre schématiquement ces deux types d'élargissements spectraux.

L'élargissement inhomogène est assez significatif dans les verres, et ce d'autant plus que la matrice vitreuse est complexe, notamment à cause de l'insertion de co-dopants. Cet élargissement est propre aux caractéristiques du verre. En effet, compte tenu de leur structure régulière, ce phénomène n'intervient pas dans les cristaux. On peut facilement le mettre en évidence par une expérience d'absorption : en injectant la lumière d'un laser à une longueur d'onde donnée à l'intérieur de l'enveloppe inhomogène, on observe alors une variation localisée du gain, comme le montre la figure 1.21. Ce comportement ne pourrait pas exister avec un milieu purement homogène. Ce phénomène porte le nom de *spectral hole burning*.

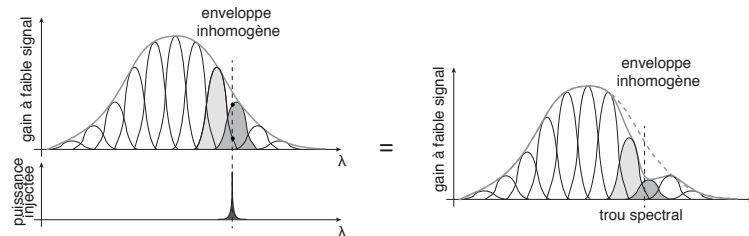


FIGURE 1.21 – Illustration du phénomène de *spectral hole burning*.

La figure 1.21 montre également que les différentes enveloppes homogènes peuvent être considérées comme des densités de populations d'atomes (N_i) différentes. Ainsi, si l'on injecte un signal très fin spectralement, on ne stimule qu'un nombre limité des enveloppes homogènes et cela entraîne un "trou" dans le spectre de gain. Ceci revient à dire que le milieu excité est constitué de plusieurs inversions de densités de population indépendantes, à des énergies différentes.

Dépendance spectrale des sections efficaces

Nous avons expliqué que l'inclusion d'ions erbium dans une matrice de silice provoquait l'élargissement des raies d'absorption pour donner lieu à des bandes d'absorption. Il est donc utile de déterminer la dépendance spectrale des sections efficaces d'absorption ou d'émission, comme le montre la figure 1.22.

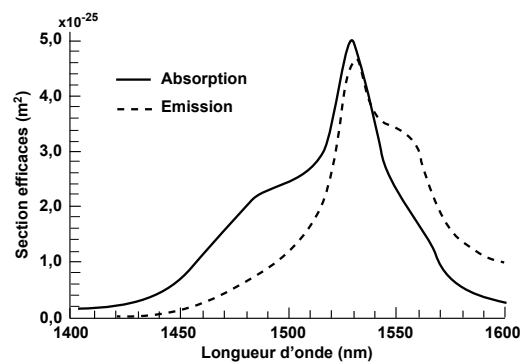


FIGURE 1.22 – Sections efficaces d'absorption et d'émission autour de 1550 nm d'une fibre dopée erbium

On peut alors déterminer des coefficients d'absorption/émission linéiques (m^{-1}) pour un matériau dont la concentration volumique en ions erbium vaut N_{tot} au travers des relations :

$$\alpha(\lambda) = \sigma^{abs}(\lambda)N_{tot} \quad (1.18)$$

$$g(\lambda) = \sigma^{em}(\lambda)N_{tot} \quad (1.19)$$

1.3.3.2 Effets liés à l'introduction d'aluminium

Outre, le fait que l'ion erbium apporte des propriétés amplificatrices à la fibre, nous avons pu constater qu'il permettait d'obtenir des caractéristiques d'absorption et d'émission légèrement différentes lorsqu'il est introduit dans une matrice vitreuse. Ceci reste également vrai et peut être accentué si l'on rajoute des matériaux modificateurs de réseau comme l'aluminium. En effet, une introduction d'ions erbium dans une matrice vitreuse peut entraîner des agglomérats d'ions qui favoriseront des phénomènes d'échange d'énergie entre eux tels que le *quenching* (*PIQ : Pair Induced Quenching*) [10] ou l'*upconversion* (*HUC : Homogeneous UpConversion*) [11]. Effectivement, la silice constituée d'un réseau de tétraèdres de SiO_4 désordonnés, offre une faible solubilité aux ions dopants. Au-delà d'une concentration de 100 ppm, des agrégats d'ions luminescents se forment [12]; ce qui a pour conséquence d'accroître les mécanismes de transferts d'énergie décrits précédemment. La figure 1.23 illustre ces phénomènes. Nous considérerons ces interactions selon deux échelles : les interactions proches, typiquement quelques nm, et éloignées, quelques dizaines de nm.

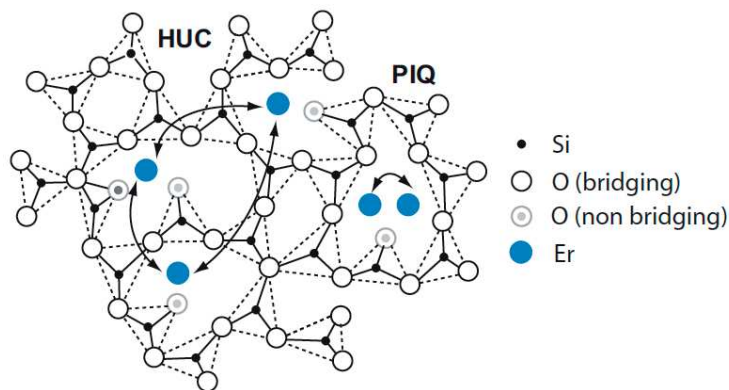
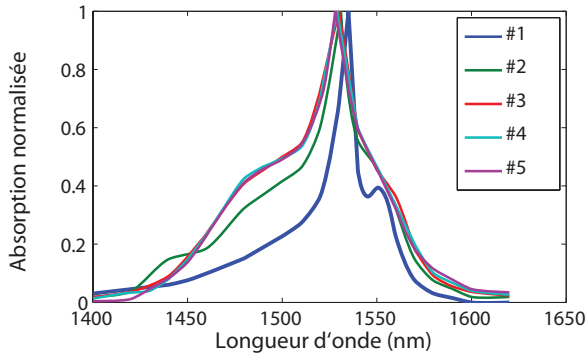


FIGURE 1.23 – Illustration des phénomènes de Quenching et d'Upconversion

Pour s'affranchir de ce problème, des oxydes modificateurs du réseau (Al_2O_3 ou P_2O_5 par exemple) sont introduits [13]. Ces ions ont la propriété de pouvoir dépolymériser le réseau de silice et ouvrent des sites dans lesquels viennent se loger les ions de terres rares. L'inclusion d'aluminium va donc permettre aux ions erbium de limiter la formation d'agglomérats. Mais l'inclusion d'aluminium a une autre conséquence bénéfique sur les propriétés de la fibre : comme nous l'avons vu précédemment, le spectre d'une fibre dopée erbium est étroitement lié à l'environnement de l'atome d'erbium dans la matrice de silice. Ainsi, le fait de codoper la fibre avec de l'aluminium aura pour effet de changer localement l'environnement des ions erbium. Cela aura pour conséquence d'élargir le spectre d'absorption via les phénomènes d'élargissement homogène et inhomogène, donc d'élargir la bande de l'amplificateur, comme le montre la figure 1.24. De plus, il sera également possible d'introduire une quantité d'erbium plus conséquente. Avec les procédés standards, il est possible d'obtenir une quantité de quelques milliers de ppm.



Fibres	[Al] (%wt)	[Er] ppm
1	0	200
2	0-2	290
3	2-4	270
4	6-8	450
5	6-8	>1000

FIGURE 1.24 – Effet de l’aluminium sur les spectres d’absorption de fibres dopées erbium avec un tableau décrivant la composition des fibres.

Malgré l’inclusion d’aluminium dans la fibre, il existe toujours des populations résiduelles d’atomes d’erbium appairés qui réduisent les performances de l’amplificateur. De plus, l’introduction d’aluminium ne peut se faire qu’en quantité limitée du fait du procédé de fabrication. Pour un procédé standard, la concentration d’aluminium n’excède généralement pas les 10%wt.

1.3.4 Application à un Amplificateur Optique à Fibre Dopée Erbium

Maintenant que nous avons décrit les mécanismes qui permettent d’obtenir de l’amplification dans une lame de verre, nous allons nous intéresser aux fibres erbium permettant de faire des amplificateurs optiques. L’intérêt d’utiliser une fibre optique pour l’amplification est qu’il est possible d’augmenter la longueur d’interaction entre la pompe et le signal, et donc de mieux utiliser la pompe et d’atteindre un gain beaucoup plus important. Pour cette raison, nous devons prendre en compte les conditions géométriques de la fibre. En effet, contrairement à une lame de verre dont l’épaisseur était négligeable, ici nous devons prendre en considération la propagation des flux lumineux à 980nm et 1550nm dans l’axe longitudinal z de la fibre. Nous ne pourrions donc plus considérer des populations homogènes dans tout le milieu, mais rajouter une dépendance suivant l’axe de propagation. Même si les équations d’évolution temporelle de populations seront identiques, il faudra les déterminer pour chaque valeur de z . Dans ce cadre nous avons utilisé une configuration co-propagative, c’est à dire que les flux de pompe et de signal se propagent dans le même sens. Il s’agit également de la configuration la plus utilisée, très appréciée pour ses avantages en matière de rapport signal sur bruit. Enfin, nous considérerons une seule longueur d’onde pour le signal, ce qui correspond à la plupart des expériences menées sous irradiation. Ce modèle présenté ici est une version minimaliste car nous négligeons ici l’émission spontanée amplifiée ; en effet cette hypothèse simplificatrice se justifie bien dans le cas d’amplificateurs de forte puissance : du fait de la puissance signal d’entrée importante dans cette configuration, l’impact de ce phénomène représente en général moins de 1% de la puissance mesurée. En outre, nous n’avons pas intégré les autres phénomènes physiques liés à la complexité de la spectroscopie de l’erbium, tels que l’*upconversion* et le *quenching*. Ce modèle permet donc seulement d’obtenir une vue qualitative, afin d’illustrer les paramètres systèmes importants, tels que la longueur optimale et la puissance optique en sortie. Les équations qui régissent l’évolution des puissances selon l’axe de propagation de la fibre sont par conséquent :

$$\frac{dP_p}{dz} = -P_p \Gamma_p \sigma_p^{abs} N_1 - P_p \alpha_{diff_p} \quad (1.20)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = P_s \Gamma_s (\sigma_s^{em} N_2 - \sigma_s^{abs} N_1 - P_s \alpha_{diff_s}) \quad (1.21)$$

Le tableau suivant reprend les différents paramètres introduits dans ce jeu d'équation :

Symbole	Paramètre	Unité
σ_s^{abs}	Section efficace d'absorption "signal"	m ²
σ_s^{em}	Section efficace d'émission "signal"	m ²
σ_p^{abs}	Section efficace d'absorption "pompe"	m ²
Γ_p	Facteur de recouvrement "pompe"	-
Γ_s	Facteur de recouvrement "signal"	-
P_p	Puissance de pompe	W
P_s	Puissance signal	W
α_{diff_p}	Pertes par diffusion pompe	m ⁻¹
α_{diff_s}	Pertes par diffusion signal	m ⁻¹

Bien sûr ces équations viennent en complément des équations d'évolution temporelle décrites précédemment 1.15.

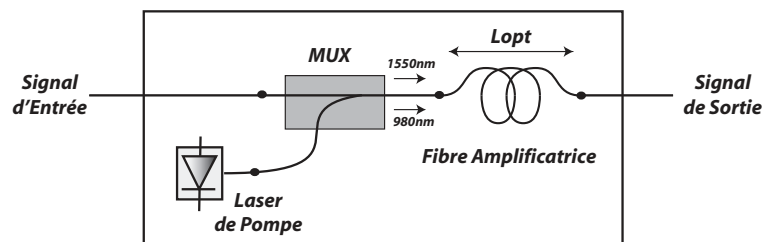


FIGURE 1.25 – Schéma simplifié d'un AOFD en régime co-propagatif

Résultats et interprétation Un amplificateur n'est pas seulement une fibre mais un sous-système à part entière contenant différents éléments représentés sur la figure 1.25. On voit qu'il est notamment constitué de fibres passives à ses extrémités et qu'il contient un laser de pompage à 980 nm afin de créer l'amplification dans la fibre amplificatrice. Ce laser est connecté à un multiplexeur afin de pouvoir injecter le rayonnement lumineux dans la fibre amplificatrice. Pour les applications spatiales, deux configurations sont requises

- une première de type *booster* où typiquement la puissance de pompe injectée est de 23 dBm et la puissance signal de 0 dBm ;
- une seconde correspondant à une utilisation en tant que pré-amplificateur, avec comme puissance de pompe 23 dBm et pour le signal environ -30 dBm.

Nous verrons plus en détails dans le chapitre 4, les exigences de chacune d'elles. Les résultats présentés ici sont effectués avec une configuration *booster*, c'est-à-dire la configuration utilisée pour obtenir des amplificateurs de forte puissance.

La résolution de ce jeu d'équations permet d'obtenir la propagation des puissances optiques mises en jeu. Comme nous le montre la figure 1.26, la puissance de pompe qui permet l'inversion de population décroît tout au long de la fibre. En effet, cette dernière ne subit que de l'absorption. Par contre, nous pouvons observer que la puissance signal augmente pour atteindre une valeur maximale à une certaine distance appelée L_{opt} avant de décroître. Pour cette distance, l'absorption de la fibre est totalement saturée car la puissance du signal est élevée, la perte est exclusivement due aux pertes de diffusion α_{diff} et à une réabsorption du signal.

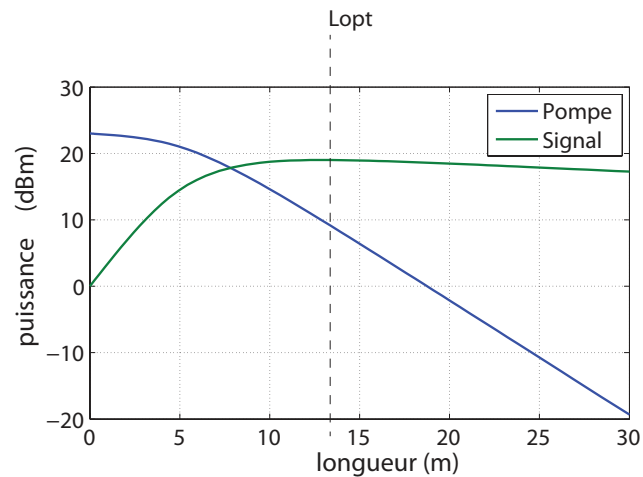


FIGURE 1.26 – Illustration de l'évolution des puissances de pompe et signal en fonction de la longueur de la fibre, les paramètres utilisés sont ceux décrits en annexe 4 page 159.

Nous avons décrit l'évolution des puissances en fonction de leur propagation dans la fibre et vu qu'il était possible de déterminer une longueur optimale d'utilisation pour un amplificateur. Il est intéressant maintenant de regarder l'évolution de cette longueur d'amplificateur pour différentes concentrations d'erbium et donc d'aluminium, compte tenu des remarques faites précédemment. Les

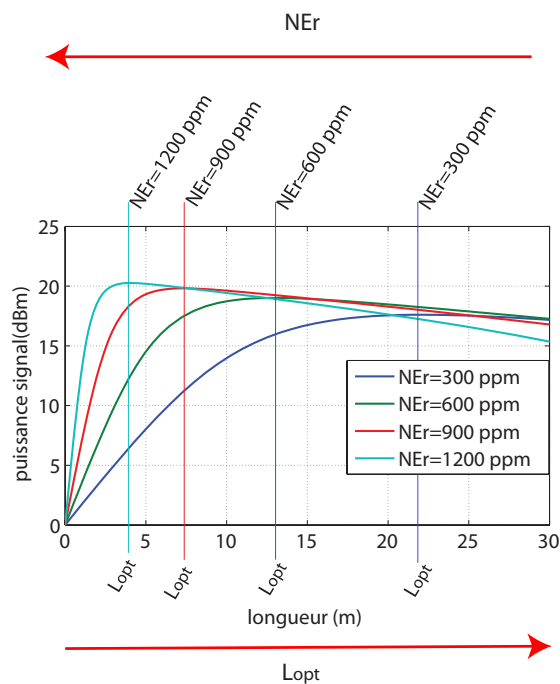


FIGURE 1.27 – Illustration de l'évolution de la puissance signal en fonction de la longueur de la fibre pour différentes concentrations d'erbium

résultats présentés sur la figure 1.27, montrent l'évolution de propagation de la puissance signal dans la fibre pour différentes concentration d'erbium. Les même paramètres d'entrée ont été repris avec seulement comme variable la concentration d'erbium. Nous pouvons constater que la longueur optimale

est dépendante de cette concentration. Cette remarque, bien qu'elle soit déjà largement étudiée dans la thèse de J. Thomas [14], sera un facteur important à prendre en compte pour obtenir un amplificateur sous environnement radiatif.

1.4 Les technologies de fabrication des fibres

Après avoir fait la description des propriétés des fibres dans les sections précédentes, nous allons nous intéresser aux procédés de fabrication des fibres parce qu'ils impacteront leurs propriétés sous irradiation. Tout d'abord, nous verrons les étapes de fabrication qui permettent d'élaborer une fibre à partir d'un morceau de verre. Ensuite, nous verrons plus particulièrement quels sont les procédés utilisés pour introduire les terres rares. Cette section sera aussi l'occasion de présenter quelques unes des fibres qui ont été étudiées dans le cadre de cette thèse.

1.4.1 Procédé de fabrication des fibres

La fabrication d'une fibre se scinde en deux étapes :

- d'abord l'élaboration d'une canne de verre, appelé *préforme*;
- ensuite l'étape finale qui permet d'obtenir la fibre et s'appelle le *tirage*.

1.4.1.1 Elaboration de la préforme

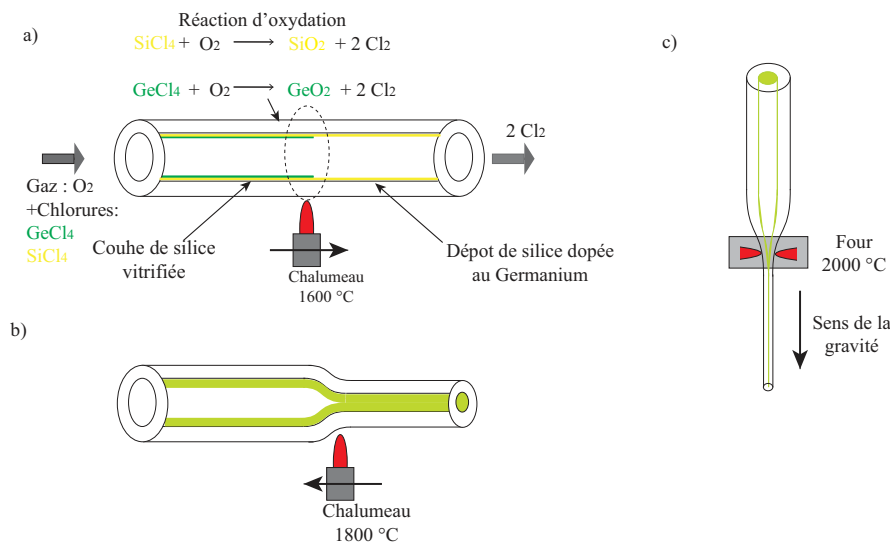


FIGURE 1.28 – Etape de fabrication d'une fibre avec le procédé MCVD : (a) Fabrication de la préforme (b) Retreint de la préforme et (c) Etape de fibrage.

Une préforme est un barreau de verre de quelques centimètres de diamètre et pouvant faire quelques dizaine de centimètres voir un mètre de longueur. La fabrication de ces préformes peut être obtenue par différents procédés : le dépôt chimique en phase vapeur *Plasma Chemical Vapor Deposition (PCVD)*, le dépôt externe en phase vapeur *Outside Vapor Deposition (OVD)*, le dépôt axial en phase vapeur *Vapor Axial Deposition (VAD)*, ou encore le procédé *Modified Chemical Vapor Deposition (MCVD)*. Ce dernier se fait par dépôt de fines couches de silice à l'intérieur de la préforme. Néanmoins, nous nous intéresserons plus particulièrement au procédé MCVD, car il s'agit de celui

utilisé par Draka-Prismian, qui a fourni une bonne partie des fibres étudiées dans ce document, pour élaborer les fibres que nous avons étudiées. La préforme est fabriquée à partir d'un tube de silice d'une grande pureté. Ce tube est alors mis en rotation sur un tour de verrier. On introduit un mélange gazeux constitué des éléments chimiques mélangés à de l'oxygène. Sous l'influence d'un chalumeau se déplaçant le long du tube, une réaction d'oxydation va se produire afin que des particules de SiO_2 se déposent sur les parois de la préforme, avant de se vitrifier, comme le montre la figure 1.28(a). Plusieurs couches successives sont alors déposées pour obtenir un profil d'indice. À ce stade nous obtenons un barreau de verre creux, l'étape suivante consiste à chauffer à une certaine température le tube pour provoquer un ramollissement du verre pour le rétreindre de façon homogène (voir la figure 1.28(b)). Lors de cette étape, on peut observer une augmentation de la concentration d'ions OH^- qui peut être limitée en introduisant du chlore. De plus, lors de cette étape de fabrication, les réactions chimiques vont engendrer une formation de nombreuses liaisons pendantes et donner naissance à des défauts ou précurseurs de défauts que nous verrons plus en détails dans le chapitre 2.

1.4.1.2 Etape de fibrage

Après avoir fabriqué la préforme, l'étape suivante consiste à réaliser la fibre. Lors de cette étape la préforme est placée dans une tour de fibrage. Son extrémité est insérée dans un four chauffé à environ 2000°C provoquant un ramollissement et la formation d'une goutte de silice. Par effet de gravité, le fil de silice descend et forme la fibre. La vitesse est réglée afin d'obtenir un diamètre de fibre constant (voir figure 1.28 c). Ensuite, une couche de résine polymère est rajoutée afin d'assurer la protection mécanique de la fibre. Enfin, la fibre est enroulée sur une bobine pour son conditionnement.

1.4.2 Procédé d'introduction des terres rares

En ce qui concerne les fibres actives, une étape supplémentaire est ajoutée avant l'étape de rétreint. Il s'agit de l'introduction de la solution de dopage afin de doper le cœur de la fibre avec des terres rares. On peut dénombrer deux procédés de réalisation de cette solution : le procédé classique et le procédé Nanoparticules

1.4.2.1 Procédé(s) classique(s)

Le dopage aux ions terres rares se fait essentiellement avec la technologie MCVD. Elle est simple à mettre en œuvre et permet d'avoir des concentrations de dopants importantes. Il faut noter que le dopage du cœur se fait à une température plus basse afin de faciliter l'incorporation des ions actifs. La solution contenant les dopants et co-dopants est déposée en phase aqueuse. Ensuite, viennent les autres étapes de fabrication classiques. L'ajout d'ions erbium ou de co-dopants tels que l'aluminium vont modifier l'indice de réfraction. Nous avons répertorié dans le tableau 1.2 les fibres issues d'un

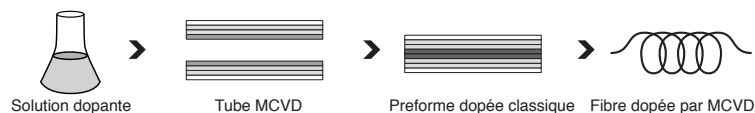


FIGURE 1.29 – Procédé "Standard"

procédé de fabrication standard que nous avons testées. Nous avons reporté les concentrations des dopants constituant les cœurs des fibres. On appellera "BEF" (Basic Erbium Fiber), une fibre dopée erbium obtenue par un procédé classique de dopage. L'annotation "w" mentionne le fait que la fibre est dépourvue d'erbium. Il s'agit d'une matrice hôte contenant l'ensemble des co-dopants et prête à

Fibres	Taux de Germanium(%)	Taux d' aluminium(%)	Concentration d'erbium (ppm)
BEF_{1W}	>20	0-2	0
BEF_1	>20	0-2	280
BEF_{2W}	<0.5	6-8	0
BEF_2	<0.5	6-8	213
BEF_3	<0.5	6-8	450
BEF_4	<0.5	6-8	660
BEF_5	<0.5	6-8	1320

TABLE 1.2 – Description des fibres testées issues de la technologie de dopage classique MCVD.

accueillir les ions erbium. On appelle ces fibres, des fibres blanches (White). On remarquera que la classification de ces fibres s'est faite en fonction de leurs compositions. Tout d'abord nous avons 2 fibres germano-alumino-silicate, puis 5 fibres alumino-silicate où la concentration d'erbium augmente. Cette classification sera très intéressante pour étudier l'impact des dopants sous rayonnements ionisants.

1.4.2.2 Procédé Nanoparticules

Le procédé de dopage à base de *Nanoparticules* a été développé par Draka/Prysmian[15] dans le but de réduire l'effet de Quenching et donc d'améliorer les performances de la fibre amplificatrice.

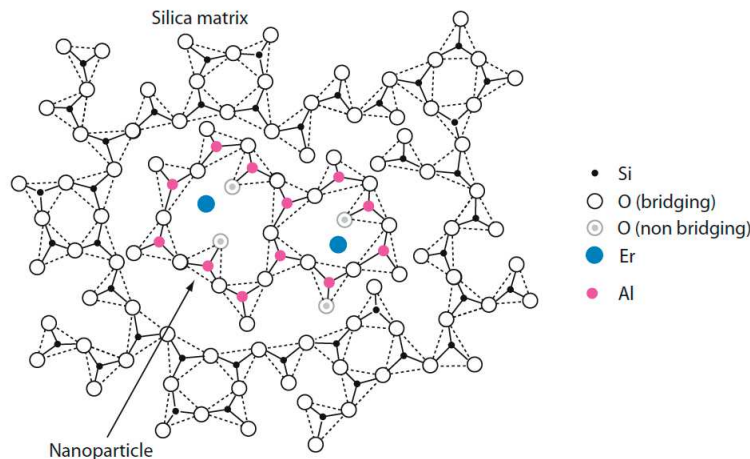


FIGURE 1.30 – Encapsulation d'un ion erbium par une Nanoparticule d'aluminium.

Nous avons vu que l'aluminium permettait de diminuer la force du quenching en dispersant les ions erbium dans la matrice. Cependant, à partir d'une certaine concentration d'erbium, l'agglomération des ions erbium devient inévitable. Les nanoparticules permettent de remédier à ce problème car elles permettent l'encapsulation des ions erbium au sein de "macromolécules" constituées d'aluminium [16]. Le principe est décrit sur la figure 1.30.

Les ions erbium se retrouvent alors relativement éloignés les uns des autres limitant ainsi les échanges énergétiques qui, rappelons-le, se produisent lorsque les ions erbium sont proches. Ce principe a pour avantage majeur de pouvoir être facilement insérable dans le procédé de fabrication standard puisque cette technique de dopage se réalise en solution, comme illustré en figure 1.31.

Dans le cadre de cette thèse, deux types de nanoparticules ont été étudiés : les nanoparticules à base d'alumine et celles à base de silice. Comme l'illustre de manière schématique la figure 1.32 ou la silice et l'alumine entourent les ions erbium. Nous appellerons pour la suite de ce manuscrit les fibres

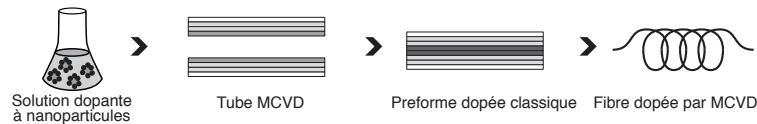


FIGURE 1.31 – Procédé “Nanoparticule”

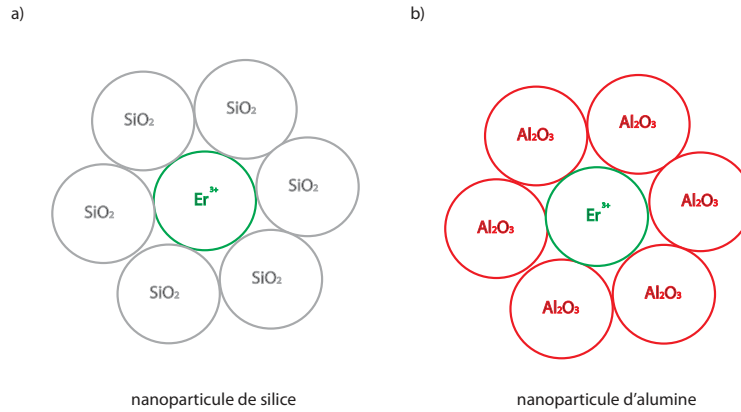


FIGURE 1.32 – Illustration de solution dopante d’une nanoparticule : (a) de silice, (b) d’alumine.

dopées à base de ces nanoparticules respectivement NP et NP_{Si} . Les effets de ce contrôle permis par la structuration via les nanoparticules s’illustrent facilement par la figure 1.33.

Cette figure montre des spectres de gain très comparables (même largeur) pour une fibre en technologie nanoparticules et pour une fibre en technologie standard, cette dernière comportant deux fois plus d’aluminium. Ceci prouve que les nanoparticules permettent un certain contrôle de l’environnement de l’atome d’erbium : il n’est plus utile de doper uniformément le verre pour avoir l’assurance d’avoir un élargissement garanti. Ce travail a été mené à Draka/Prysmian dans le but de réaliser des amplificateurs plus performants (plus large bande ou plus courts à performances constantes).

Fibres	Taux de Germanium(%)	Taux d’ aluminium(%)	Concentration d’erbium (<i>ppm</i>)
NP_{Si}	>20	0	120
NP_{Si+}	>20	0	193
NP_1	>20	0-2	152
NP_2	2-4	0-2	138
NP_3	2-4	2-5	320
NP_4	0-2	2-5	1390

TABLE 1.3 – Description des fibres basées sur la technologie de dopage “Nanoparticules” MCVD.

Les fibres à base de nanoparticules testées sont reportées dans le tableau 1.3. Pour les fibres à base de nanoparticules d’alumine, on retrouve des niveaux de dopages aluminium et erbium comparables avec ceux utilisés pour les fibres BEF : cela facilitera la confrontation des deux technologies. En ce qui concerne, les fibres à base de nanoparticules de silice, NP_{Si} et NP_{Si+} , les niveaux de dopage erbium sont relativement faibles : étant donné qu’il n’y a pas d’aluminium, l’inclusion des ions erbium est limitée.

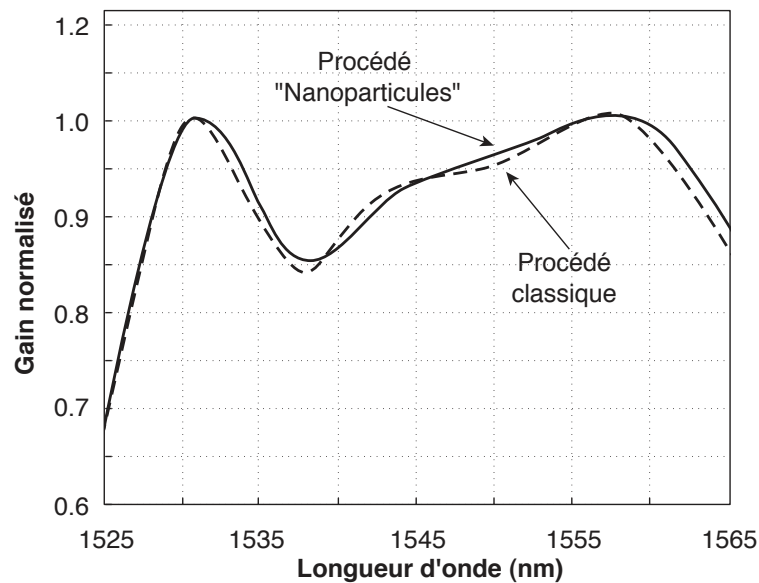


FIGURE 1.33 – Elargissement inhomogène du gain en technologie Nanoparticules d'aluminium et en technologie standard. Le taux d'aluminium global est deux fois inférieur pour la fibre en Nanoparticules d'aluminium par rapport à la fibre standard [16].

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes propriétés du verre et des fibres. Nous avons décrit les principaux phénomènes qui apparaissent dans les fibres que ce soit pour des fibres passives ou actives : guidage de la lumière, interaction rayonnement/matière comme l'absorption, la diffusion ou les interactions avec l'ion erbium.

Nous avons également vu qu'il était possible d'introduire d'autres éléments chimiques afin d'améliorer les performances des fibres. C'est le cas du phosphore ou du germanium pour les fibres passives afin d'avoir un meilleur confinement de la lumière. Pour les fibres actives dopées Erbium, l'introduction d'aluminium permet d'accroître les performances amplificatrices, pour les applications de télécommunication en particulier lorsque la technologie WDM est mise en œuvre. L'introduction de ces éléments va augmenter le désordre qui règne dans la matrice vitreuse, il est donc évident que les liaisons seront beaucoup plus fragiles. Pour cette raison nous verrons, dans le second chapitre, l'impact que peut avoir l'introduction de ces dopants face à une agression extérieure comme c'est le cas avec les irradiations ionisantes.

Enfin, nous avons évoqué les points technologiques permettant également d'améliorer les performances des fibres, notamment en jouant sur leurs structures ou à l'étape de fabrication pour les fibres actives.

Dans le prochain chapitre nous verrons le comportement de ces fibres sous irradiation et quel est l'impact des contraintes technologiques exprimées dans ce chapitre.

Bibliographie

- [1] Jacques Lucas. Infrared glasses. *Current Opinion in Solid State and Materials Science*, 4(2) :181–187, 1999.
- [2] LG Cohen, Chinlon Lin, and WG French. Tailoring zero chromatic dispersion into the 1.5–1.6 μm low-loss spectral region of single-mode fibres. *Electronics Letters*, 15(12) :334–335, 1979.
- [3] Govind P Agrawal. *Fiber-optic communication systems*, volume 222. John Wiley & Sons, 2012.
- [4] Federica Poli, Annamaria Cucinotta, and Stefano Selleri. *Photonic crystal fibers : properties and applications*, volume 102. Springer Science & Business Media, 2007.
- [5] Albert Einstein. Emission and absorption of radiation in quantum theory. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 18 :121–128, 1916.
- [6] Albert Einstein. Zur quantentheorie der strahlung. *Phys. Z.*, 18 :121–128, 1917.
- [7] Go Ho Dieke and HM Crosswhite. The spectra of the doubly and triply ionized rare earths. *Applied optics*, 2(7) :675–686, 1963.
- [8] Emmanuel Desurvire and Jay R Simpson. Evaluation of 4 i 15/2 and 4 i 13/2 stark-level energies in erbium-doped aluminosilicate glass fibers. *Optics letters*, 15(10) :547–549, 1990.
- [9] Laurent Bigot. *Structure homogène et inhomogène de la transition 4I 13/2 4I 15/2 de l'amplificateur à fibre dopée erbium dans des verres d'oxydes, de fluorures et de sulfures*. PhD thesis, Lyon 1, 2002.
- [10] E Delevaque, T Georges, M Monerie, P Lamouler, and J-F Bayon. Modeling of pair-induced quenching in erbium-doped silicate fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 5(1) :73–75, 1993.
- [11] Fabrizio Di Pasquale and Marco Federighi. Modelling of uniform and pair-induced upconversion mechanisms in high-concentration erbium-doped silica waveguides. *Journal of lightwave technology*, 13(9) :1858–1864, 1995.
- [12] William J Miniscalco. Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm. *Journal of Lightwave Technology*, 9(2) :234–250, 1991.
- [13] Kazuo Arai, Hiroshi Namikawa, Ken Kumata, Tatsutoku Honda, Yoshiro Ishii, and Takashi Handa. Aluminum or phosphorus co-doping effects on the fluorescence and structural properties of neodymium-doped silica glass. *Journal of Applied Physics*, 59(10) :3430–3436, 1986.
- [14] Jérémie Thomas. *Impact de la nanostructuration des fibres dopées erbium sur leurs performances : Application aux contraintes du spatial*. PhD thesis, Montpellier 2, 2013.
- [15] E. Burov, A. Pastouret, L. Gasca, and C. Christine. *Fibre optique amplificatrice contenant des nanoparticules et procédé de fabrication.*, volume 102. Patent n. 08 00742, February 2008.
- [16] A Pastouret, C Gonnet, C Collet, O Cavani, E Burov, C Chaneac, A Carton, and JP Jolivet. Nanoparticle doping process for improved fibre amplifiers and lasers. In *Fiber Lasers VI : Technology, Systems, and Applications*, volume 7195, page 71951X. International Society for Optics and Photonics, 2009.

Dégradation et guérison dans le verre : aspect qualitatif

Sommaire

2.1 Rayonnements ionisants et mécanismes de dégradations	40
2.1.1 Cas des particules chargées	40
2.1.2 Cas des particules neutres	41
2.1.3 L'environnement spatial	42
2.1.4 Bilan des rayonnements ionisants et de leurs effets sur la matière	42
2.2 État de l'art des pièges	43
2.2.1 Nature des défauts de la silice	44
2.2.2 Défauts dans la silice	45
2.2.3 Défauts liés aux germanium	49
2.2.4 Défauts liés à l'aluminium	51
2.2.5 Défauts liés aux Terres rares : l'erbium	53
2.2.6 Mécanisme de formation des défauts	53
2.2.7 Synthèse	55
2.3 Etat de l'art des modèles	56
2.3.1 Dégradation sur un matériau isolant : modèle de R. Chen	56
2.3.2 Dégradation sur un matériau isolant dopé erbium : modèle de F. Mady	59
2.4 Etude qualitative et analyse spectroscopique	61
2.4.1 Banc expérimental de spectroscopie	61
2.4.2 Étude post-irradiation	62
2.4.3 Interprétations	65
2.4.4 Etude post-guérison optique	67
2.4.5 Interprétations	68
2.5 Solutions pour le durcissement du verre	70
2.5.1 Les solutions existantes	70
2.5.2 Idée de durcissement	71

Dans ce chapitre, nous allons, dans un premier temps, présenter les différents mécanismes et interactions rayonnement-matière qui sont à l'origine de la dégradation des fibres en environnement radiatif.

Ensuite, nous présenterons un état de l'art des pièges qui peuvent se créer dans la matrice vitreuse et ceux liés à l'introduction de dopants.

Enfin, nous ferons une description des expériences de spectroscopie d'absorption menées sur différentes fibres dopées en mettant l'accent sur le rôle de l'aluminium ainsi que sur les méthodes de durcissement des fibres, en vue de réaliser des amplificateurs.

2.1 Rayonnements ionisants et mécanismes de dégradations

Un rayonnement est dit "ionisant" lorsque la particule qui se propage possède une énergie suffisante pour arracher un électron du cortège électronique d'un atome, dont l'énergie de première ionisation est de l'ordre de 10 eV. La particularité des rayonnements ionisants est que les particules qui les constituent ne sont pas exclusivement des particules sans masse tels les photons, il existe également des particules subatomiques. Les énergies typiques de ces types de rayonnements sont comprises entre 10 keV et 10 MeV et diminuent lorsqu'elles se propagent dans la matière. En effet, si l'on compare l'énergie d'ionisation d'un atome et celle d'un rayonnement on remarque que ces rayonnements vont pouvoir interagir plusieurs fois avec la matière avant que l'interaction ne soit plus possible. On définit alors le pouvoir d'arrêt comme étant la perte d'énergie moyenne par la particule incidente lors d'une distance parcourue dans un matériau donné.

$$S(E) = -\frac{dE}{dx} \quad (2.1)$$

Où dE représente la variation d'énergie par rapport à la distance dx . On classe généralement les particules ionisantes en deux catégories : les premières sont chargées (électrons, protons, ions) et les secondes sont neutres (photons, neutrons).

2.1.1 Cas des particules chargées

Ce type de rayonnement est directement ionisant, les particules chargées interagissent via les forces coulombiennes avec les électrons du milieu. Le pouvoir d'arrêt d'un milieu pour une particule chargée est la résultante de deux types de phénomènes.

- La collision : le choc avec les électrons de ce milieu aboutit soit à arracher un ou plusieurs électrons à l'atome, soit à déplacer un électron. La réorganisation du cortège électronique conduit à l'émission de raies X mono-énergétiques et à l'émission d'énergie dégradée sous forme de chaleur ou de luminescence, par exemple, dans le cas de la désexcitation de l'atome.
- Le freinage : il résulte de la modification de la trajectoire de la particule incidente au voisinage du noyau positif. Toute particule chargée, soumise à une accélération, émet un rayonnement électromagnétique. La perte de l'énergie de l'électron incident se retrouve sous forme d'un rayonnement X. En conséquence, pour arrêter ces particules, il convient d'utiliser un matériau de faible numéro atomique, comme le Plexiglas (cas du phosphore-32, un radioisotope utilisé en médecine dont l'énergie maximale des bêta est de 1,7 MeV), de façon à limiter le rayonnement X dû au freinage. Dans les deux cas, le dépôt d'énergie est donc fonction de la charge et de la vitesse de la particule incidente ainsi que de la nature du milieu cible. Ce dépôt est caractérisé par une quantité appelée Transfert d'Énergie Linéique (TEL) qui évolue en fonction de la profondeur de pénétration car la vitesse de la particule incidente décroît au fur et à mesure qu'elle poursuit son trajet dans la matière.

Initialement, la particule est très énergétique (très rapide) et interagit donc faiblement avec la matière, ce qui provoque une réduction modérée de sa vitesse. Plus la particule ralentit et plus elle aura une grande probabilité de rencontrer un électron. C'est pourquoi, plus elle pénètre dans la matière, plus elle dépose de l'énergie, jusqu'à s'arrêter complètement par manque d'énergie cinétique. La profondeur moyenne à laquelle s'arrête la particule est appelée le *range*. Certains logiciels comme SRIM [1] permettent de calculer le TEL et le *range* en fonction de la particule incidente et du matériau cible. À titre d'exemple, un proton d'énergie initiale 60 MeV pénétrant dans de la silice, principalement constituée de molécules de SiO₂, aura un TEL de 9,019 MeV/cm²/g et aura un *range* de 2,1 cm, ce qui est bien supérieur aux dimensions transverses d'une fibre optique : si cette dernière est perpendiculaire

à un flux de radiations de cette nature, elle sera donc intégralement traversée.

Nous considérons l'énergie des protons à 60 MeV car c'est une énergie que l'on atteint facilement avec les sources d'irradiations classiques et parce qu'elle représente une énergie moyenne des rayonnements protoniques que l'on peut rencontrer dans l'environnement spatial.

2.1.2 Cas des particules neutres

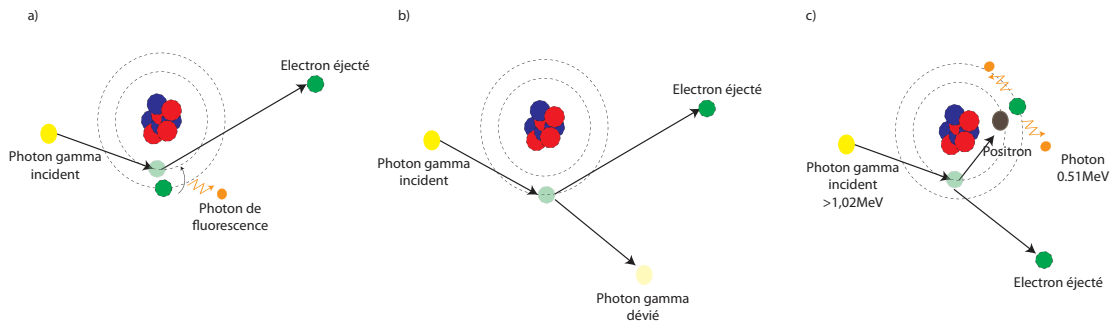


FIGURE 2.1 – Schémas représentatifs des différentes interactions du rayonnement ionisant avec la matière : (a) effet photo électrique, (b) effet Compton et (c) effet de matérialisation.

Dans le cas de particules neutres, qu'elles soient avec ou sans masse, le processus d'interaction avec la matière est différent et mène à des TEL grands, le résultat de cela est que le photon ou le neutron sont éliminés du faisceau incident. On exprime alors l'atténuation du faisceau selon la direction x sous la forme d'un coefficient d'absorption α qui est étroitement lié à la section efficace d'interaction σ des particules neutres avec la matière :

$$I(x) = I_0 e^{(-\alpha x)} \quad (2.2)$$

avec I_0 , l'intensité du faisceau de particules, et α le coefficient d'absorption qui s'écrit $\alpha = \sigma n$. Dans cette expression $n = (\rho \nu_A)/M$ avec n le nombre d'atomes par unité de volume, ρ et M respectivement les masses volumique et molaire du matériau et ν_A la constante d'Avogadro. Le rayonnement est indirectement ionisant, les particules peuvent interagir avec la matière de trois manières, comme schématisé sur la figure 2.1 :

- L'effet photoélectrique : le photon disparaît et communique à l'électron heurté toute son énergie, diminuée de l'énergie de liaison de la couche électronique concernée.
- L'effet Compton : le photon ne disparaît pas après le choc, mais son énergie et sa direction sont modifiées. L'électron dit Compton emporte un certain quantum d'énergie. Il peut arriver que le photon retourne en arrière (phénomène de rétro-diffusion). Son énergie est alors limitée à 0,255 MeV, quelle que soit celle du photon incident. Dans ces deux cas, l'atome reste ionisé. Les électrons arrachés provoquent des lacunes dans les couches profondes. La réorganisation électronique qui s'en suit est à l'origine de l'émission de raies X discrètes, caractéristiques de l'élément.
- L'effet de matérialisation : c'est l'effet qui transforme l'énergie en matière. Au voisinage du noyau, le photon disparaît et donne naissance à une paire électron-positon [2]. Cela se produit quand l'énergie du photon est telle que son équivalence en masse via l'équation fondamentale d'Einstein $E = mc^2$ est égale à la masse cumulée d'un électron et d'un positon. On considère généralement, le double de la masse d'un électron, qui vaut 9.1110^{-31} kg, soit une énergie de 1,02 MeV. Pour provoquer l'effet de matérialisation, il faut donc que le photon incident

possède au minimum une énergie de 1,02 MeV. Ce processus est suivi d'une annihilation dans laquelle le positon et un électron s'annihilent mutuellement en générant un paire de photons de 511 keV émis à 180° l'un par rapport à l'autre.

Le site du NIST *National Institute of Standards and Technology* propose le logiciel XCom qui permet de calculer les différentes sections efficaces de ces phénomènes pour des matériaux que l'on définit [3]. Lorsque qu'une particule ionisante pénètre dans la matière, elle interagit avec les atomes constituant la cible. Plusieurs phénomènes physiques peuvent apparaître suivant le type et l'énergie du rayonnement incident en fonction du matériau cible. Tous se caractérisent par un transfert d'énergie des particules incidentes à la matière. Le concept de dose a donc été défini pour quantifier ce dépôt d'énergie. La dose s'exprime en Gy (ou en rad qui est l'ancienne unité SI avec comme équivalence $1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$), et 1 Gy correspond à un dépôt énergétique de 1 J par kg de matière. On définit aussi la vitesse à laquelle cette dose est déposée : on parle de débit de dose et il s'exprime en pratique en Gy/h.

2.1.3 L'environnement spatial

Afin de reproduire l'interaction créée par l'environnement radiatif spatial d'un satellite au sol, il est primordial de connaître le type et l'énergie des particules ou des rayonnements (électrons, protons, ions lourds, photons, γ , etc). Les principales causes de radiation dans l'espace sont :

- Les vents solaires et le rayonnement cosmique : il s'agit de particules (électrons, protons et α) d'énergies suffisamment faibles pour être arrêtés par une simple feuille d'aluminium. L'enceinte et le blindage du satellite permettent d'éliminer leur impact sur les composants embarqués. C'est pourquoi, ces particules seront négligées dans ce travail.
- La ceinture de Van Allen : elle est composée de particules piégées et accélérées par le champ magnétique terrestre. Ces particules sont suffisamment nombreuses et énergétiques pour interagir avec les satellites. Remarquons qu'il n'existe aucune orbite de satellite dans cette région car les effets sur les composants sont trop importants. Cependant, la connaissance de ces ceintures est prise en compte lors de la mise en orbite d'un satellite afin qu'il évite d'y séjourner trop longtemps.
- Les éruptions solaires : les rayonnements solaires émettent également des flux de particules ionisantes plus ou moins intenses et de façon périodique suivant un cycle de 11 ans. Ce flux est essentiellement constitué d'électrons, de protons et d'hélium. Il est le principal responsable des événements nuisibles aux composants micro-électroniques embarqués.

2.1.4 Bilan des rayonnements ionisants et de leurs effets sur la matière

Nous avons décrit les principales interactions entre la matière et les rayonnements ionisants et avons également constaté que l'espace est un environnement radiatif complexe de par la multitude des particules différentes mises en jeu. Il est donc important de connaître les conditions d'irradiation au sol permettant de représenter l'environnement spatial ; ce dernier mettant principalement en jeu des électrons et des protons, et dans la mesure où le blindage des satellites n'est pas suffisant pour les en protéger, il faudrait en toute rigueur utiliser des sources de protons. Or, les conditions expérimentales associées à ces sources sont très difficiles à remplir (zone d'irradiation réduite, prix, disponibilité...) et nous utiliserons une source de rayonnement gamma. En effet, bien que la nature physique d'un rayonnement de protons accélérés diffère de celle d'un rayonnement gamma, on peut établir une équivalence entre ces deux irradiations au travers de la dose déposée, comme l'a montré L. Troussellier durant sa thèse en confrontant des fibres dégradées par ces deux types de rayonnement [4].

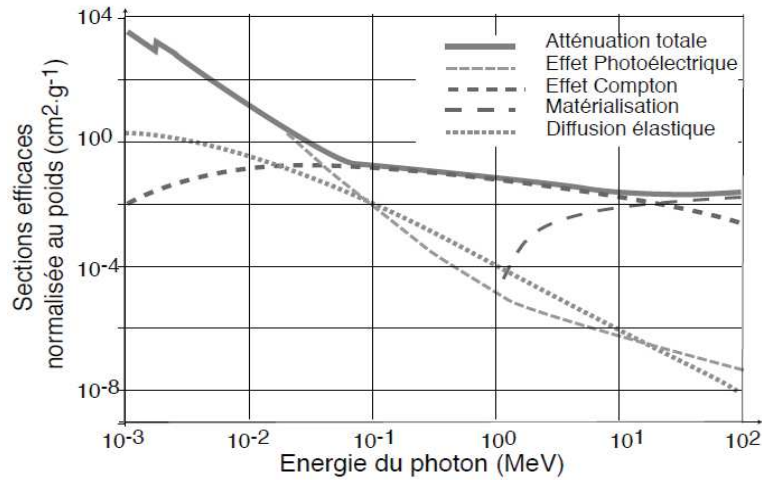


FIGURE 2.2 – Sections efficaces normalisées au poids considérant les différentes interactions rayonnement gamma versus matière en fonction de leur énergie [3].

Aussi, les irradiations présentées plus loin dans ce document ont été réalisées avec des photons γ ayant une énergie d'environ 1 MeV. La figure 2.2 montre le résultat de la simulation en fonction de l'énergie des photons γ sur une cible de silice (SiO_2) : nous voyons que l'interaction privilégiée sera l'effet Compton.

2.2 État de l'art des pièges

Comme cela a été discuté lors du premier chapitre, la fabrication d'une fibre optique nécessite, selon les fonctionnalités à obtenir, un nombre d'éléments chimiques plus ou moins grand. Ces éléments présentent une structure et des propriétés d'absorption, de fluorescence, et de magnétisme qui leur sont propres. Ces espèces chimiques vont être plus ou moins nombreuses dans la fibre suivant les techniques de fabrication employées. Seule une fraction de ces espèces chimiques va être sensible aux radiations et va se transformer. Comme nous avons pu le voir dans la section précédente, les rayonnements ionisants vont avoir un impact sur le verre et vont le dégrader. Ceci se traduit par un *changement de la nature du matériau* (ou de conformation des espèces chimiques), ce qui a pour effet de changer le spectre d'absorption, et de manière générale, cela conduit à une absorption supplémentaire aux longueurs d'onde d'intérêt, 980 nm et 1550 nm. On parle alors d'absorption radio induite (ARI). Ces défauts, appelés aussi centres colorés, peuvent être caractérisés de différentes manières, notamment : la spectroscopie, la résonance paramagnétique (RPE) ou la thermoluminescence. Les nombreuses études menées sur ce sujet ont permis d'avoir accès à des paramètres tels que les bandes d'absorption ou la durée de vie des états excités. Ainsi, il est possible de déterminer ou de prédire la formation et la population de charges piégées par les défauts dans un matériau. On constate également que chaque défaut a une signature propre et que les techniques d'observation sont différentes. Ainsi les espèces dites diamagnétiques, ne seront pas visibles en RPE mais pourront être repérés en photoluminescence. À l'inverse, certaines ne sont pas sensibles à la photoluminescence mais pourront être visible en RPE. Cependant, suivant les réactions chimiques qui se produisent, nous pouvons distinguer deux types de défauts : ceux capables de capturer des électrons que nous dénommerons pièges à électrons et ceux qui libèrent des électrons appelés pièges à trous. Dans cette section sont présentés les principaux défauts rencontrés et répertoriés dans les fibres de silice et ceux qui sont propres aux éléments introduits. Il

s'agit là d'un bilan non-exhaustif des principaux défauts rencontrés dans les fibres.

2.2.1 Nature des défauts de la silice

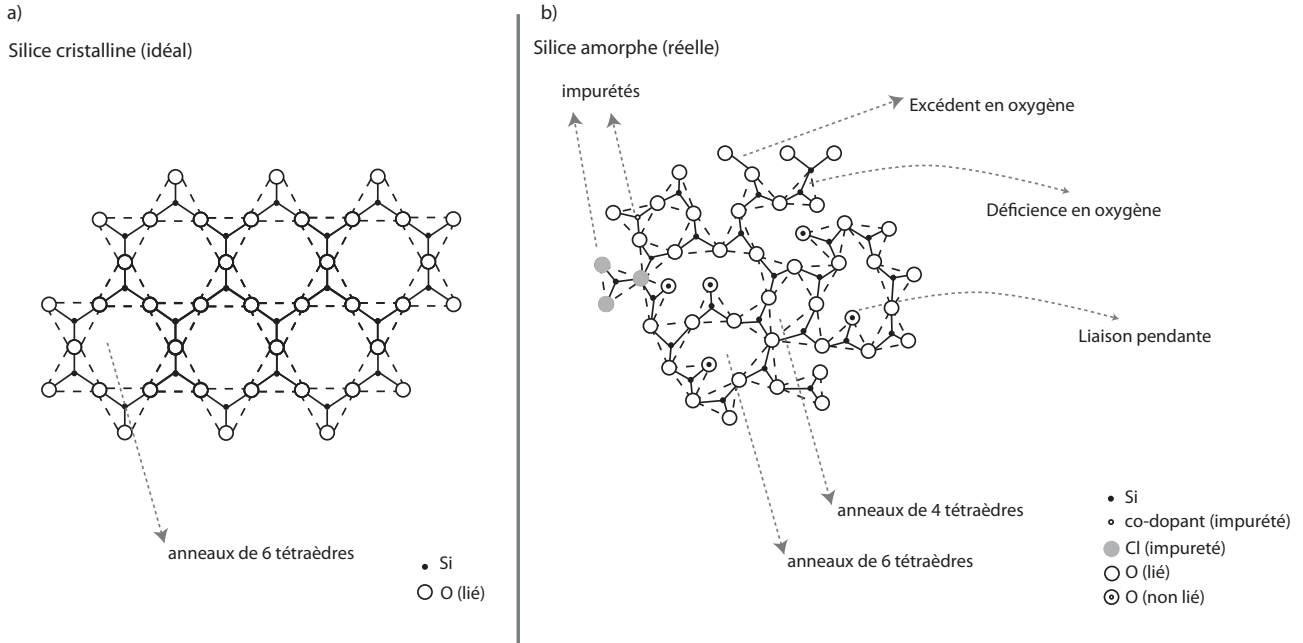


FIGURE 2.3 – (a) représentation d'une structure idéale de silice cristalline. (b) Représentation d'une structure réelle de verre de silice avec ses différents défauts intrinsèques

La silice est un composé minéral dont la structure est de forme tétraédrique. Comme nous avons pu le voir dans le début du chapitre précédent, elle se présente sous une forme cristalline ou amorphe. Cependant lorsque l'on parle de fibre de silice, on s'intéresse particulièrement au verre de silice, donc à la silice amorphe. Cette forme où règne un désordre structural est propice à l'apparition de défauts comme le montre la figure 2.3. En effet, si l'on prend le cas idéal d'un cristal pur représenté sur la figure 2.3(a), ce dernier est alors composé d'anneaux comportant un nombre de six tétraèdres de silice et sans impureté. De par cette configuration le cristal ne présente pas de défauts. Or, la silice vitreuse, voir figure 2.3(b), quant à elle va engendrer de nombreux défauts car, d'une part, elle ne présente pas de réseau de tétraèdre à grande échelle (il est possible de trouver des cycles tétraédriques de nombre différent) et d'autre part elle ne se trouve pas (ou très rarement) à l'état naturelle ce qui implique une étape de fabrication. Cette étape va être à la base également de nombreux défauts qui peuvent trouver deux origines différentes :

- les défauts liés aux impuretés, il vont créer une rupture dans l'enchaînement des atomes Si-O-Si. Il s'agit des éléments introduits pour permettre la synthèse chimique comme par exemple la présence de chlore, d'oxygène, de dihydrogène, pour ne citer que les principaux, ou l'introduction volontaire de co-dopant ;
- l'influence du procédé de fabrication de la fibre dans sa globalité à savoir la température, la tension et la vitesse de fibrage qui vont créer des liaisons pendantes sur les molécules.

La fibre de silice est alors constituée par de multiples structures composées d'atomes de silicium et d'oxygène qui ont des énergies de liaisons différentes. Ces composés introduisent des niveaux intermédiaires dans la bande interdite de la silice qui se traduit par une ou plusieurs bandes d'absorptions dont le domaine s'étale de l'UV à l'infrarouge. Comme ces structures ne suivent pas la composition

naturelle de la silice, elles sont donc plus fragiles et moins stables. Ceci s'explique par leur énergie de liaison qui est forcément plus petite que celle du gap de la silice. Afin d'augmenter leur stabilité certaines structures vont soit se briser afin d'en former de nouvelles ou bien compenser leur déficience de charge en captant des électrons ou des trous, lors d'un apport d'énergie extérieure, comme par exemple un rayonnement ionisant . Pour cette raison nous définissons deux catégories de défauts pour cette étude :

- *Les précurseurs de pièges* : il s'agit d'un défaut présent dans la matrice vitreuse avant irradiation et susceptible de changer de conformation aux cours des irradiations, il peut s'agir d'un défaut ponctuel ou d'une liaison régulière contrainte formée par des cycles de 3 ou 4 tétraèdres ;
- *Les pièges* : créé sous irradiation, il s'agit d'un précurseur de piège qui a capté un électron ou un trou.

2.2.2 Défauts dans la silice

Comme nous avons pu le constater il existe de multiples raisons pour que le verre de silice présente des défauts. On peut alors les classer en plusieurs familles :

- les défauts déficitaires en oxygène : il s'agit d'un centre dont il manque un atome d'oxygène ;
- les défauts excédentaires en oxygène : il sont fréquents dans les fibres où l'introduction de dioxygène est conséquent. Cependant il s'agit d'une configuration de fabrication spécifique et qui ne concerne pas les fibres étudiées dans cette thèse. On recense alors comme défauts les centres POL *Peroxy bridge* et la formation de POR *Peroxy Radical* cependant ce dernier peut également exister dans des fibres conventionnelles.
- les défauts liés au dihydrogène : le dihydrogène est employé lors de la fabrication afin de limiter la création de liaisons pendantes. Cependant pour les même raisons que précédemment cet élément n'est pas présent dans nos fibres.
- les défauts lié au chlore : indispensable lors de la fabrication, il est normalement éliminé lors de la synthèse chimique dans la fibre. Cependant cette dernière peut tout de même contenir une concentration non négligeable de cet élément s'il est abondant. Concernant nos fibres, nous pouvons estimer que sa concentration n'est pas nulle mais que la quantité de défauts engendrée reste négligeable.

Nous exposons donc de manière non exhaustive les défauts recensés dans la matrice vitreuse.

2.2.2.1 Les centres Oxygen Deficient Center ODC

Ce centre est principalement créé lors de la fabrication. Il appartient à la famille des centres déficitaires en oxygène. On dénombre deux types de défaut, comme le montre la figure 2.4 : ODC(I) qui a une absorption situé vers 165 nm (7,6eV), et ODC(II) dont les bandes d'absorption sont de 240 nm (5 eV) et vers 330 nm (3,15 eV). Caractérisés par des liaisons Si-Si, ils sont à la base de nombreux défauts présents dans la silice comme le montre la figure 2.5 qui résume les différentes interactions qui peuvent engendrer des défauts à partir d'un centre ODC (*Oxygen Deficient Center*) [5]. On pourra noter que chaque défaut a une signature propre et que les techniques d'observation sont différentes. Ainsi les centres ODC, qui sont des espèces diamagnétiques, ne seront pas visibles en RPE mais pourront être repérés en photoluminescence. À l'inverse, les centres H(I) ne sont pas sensibles à la photoluminescence mais pourront être visible en RPE. Ces changements d'espèces montrent la complexité de l'étude et de la compréhension des mécanismes de dégradation. Il s'agit donc d'un centre qui va engendrer de nombreux défauts sous irradiations. Pour la suite du document, nous ne ferons pas la différence entre

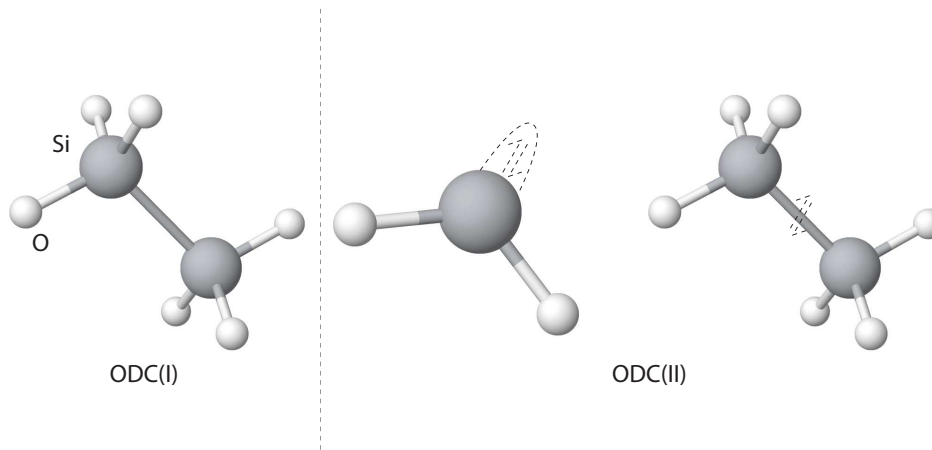


FIGURE 2.4 – Représentation des centres ODC(I) et ODC(II).

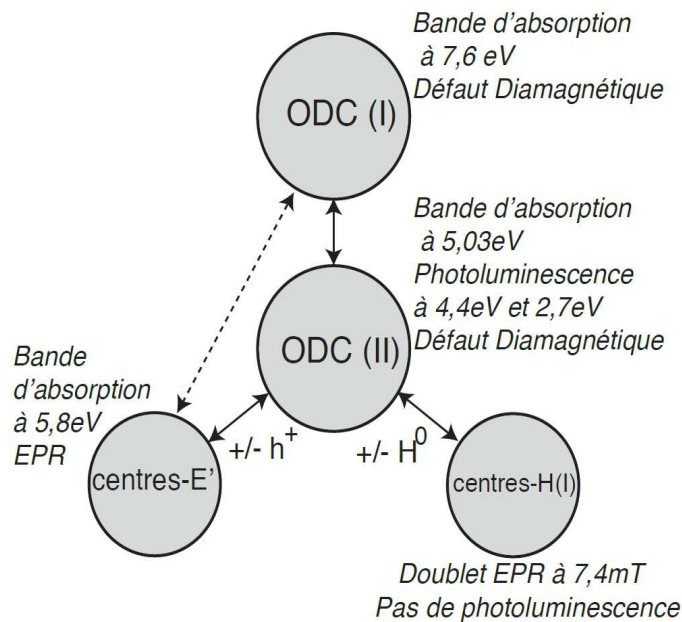
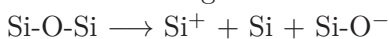


FIGURE 2.5 – Diagramme de Skuja illustrant les changements d'espèce dans un verre de silice [5].

les deux types de défauts, nous considérerons seulement un seul centre ODC qui sera un précurseur de piège très fréquents dans nos fibres.

2.2.2.2 Les centres SiE'

Il s'agit d'un défaut par manque d'un atome d'oxygène. Il y a donc un atome de silicium lié à 3 atomes d'oxygène [6]. Le site vacant donne lieu à un électron non-apparié sur une orbitale hybride 3s-3p de l'atome de silicium. En optique, une bande d'absorption vers 210 nm (5,8 eV) lui est attribuée. Il peut être produit soit lors de la fabrication ou avec des dépôts de doses conséquents en provenant d'une liaison régulière Si-O-Si dans ce cas on forme alors un centre SiE' et NBOHC :



Sous irradiation et à faibles doses, on assiste souvent à la formation de ce centre par un centre ODC. le mécanisme est le suivant : $\text{Si-Si} \longrightarrow \text{Si}^+ + \text{Si} + 1e^-$

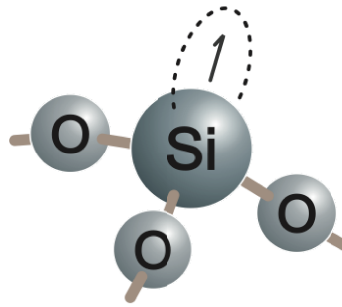


FIGURE 2.6 – Représentation SiE'[6].

Nous constatons que ce piège peut être formé par deux précurseurs différents. Pour notre cas nous retiendrons seulement le second mécanisme. En effet, nous travaillons essentiellement avec des faibles doses. De plus concernant le mécanisme utilisé lors de la fabrication, il reste très peu probable dans nos fibres car d'importants efforts technologiques ont été fait de la part des industriels afin de limiter la présence de centre NBOHC notamment en maîtrisant le tirage. Nous pouvons donc en déduire qu'il existe peu de centre SiE' et NBHOC lors de la fabrication. En outre, l'étude de spectroscopie faite sur les fibres montre également l'absence du centre NBOHC, comme nous le verrons plus précisément dans la section 2.4.

2.2.2.3 Le centre Non-Bridging Oxygen Hole Centers NBOHC

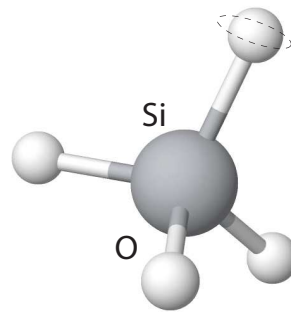
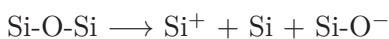
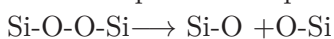


FIGURE 2.7 – Représentation du centre NBOHC[6].

Il est constitué d'un atome de silicium et de 4 atomes d'oxygène dont l'un ne possède qu'une liaison avec l'atome de silicium. Le trou piégé par l'atome d'oxygène se retrouve donc localisé sur l'orbitale 2p de celui-ci. Il existe plusieurs bandes d'absorption qui lui sont attribués vers 620 nm (2-2,1 eV), 260 nm (4,8 eV) ou encore 182 nm (6,8 eV). Cependant, le mécanisme permettant sa formation sous irradiation attribue une bande d'absorption vers 620 nm. [7],[6],[8]. Comme nous avons pu le voir précédemment il peut être formé à partir d'une liaison régulière à la fabrication comme sous irradiation à fortes doses :



ou bien à partir d'un précurseur POR, le mécanisme de formation de ce centre sous irradiation est :



Cependant, la présence de centre NBOHC lors de nos campagnes d'irradiations reste peu probable car

les doses sont faibles et les centres POR semblent être peu présents dans nos fibres compte tenu d'une concentration en oxygène déficiente plutôt qu'excédentaire.

2.2.2.4 Les centres Radicaux Peroxy POR

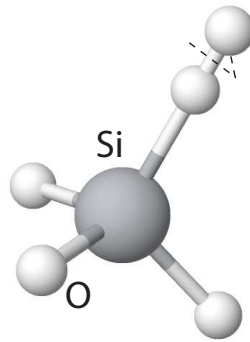


FIGURE 2.8 – Représentation du centre POR [6].

Il s'agit de l'un des défauts les moins bien connus dans la littérature. Représenté par une molécule d'oxygène et un atome de silicium, il est considéré comme un piège à trou localisé sur la liaison O-O sur une orbitale non-liante 2p. Plusieurs bandes d'absorption lui sont affectées de façon plus ou moins certaines : 165 nm (7,6 eV), 206 nm (4,77 eV) ou encore une bande vers 630 nm (1,96 eV). [7],[6]. La réaction qui permet la formation ce défaut est :



Cependant ce mécanisme semble être privilégié pour des apports d'énergies conséquentes telles que des fortes doses ou lors de la fabrication.

2.2.2.5 Le centre Self Trapped Holes STH

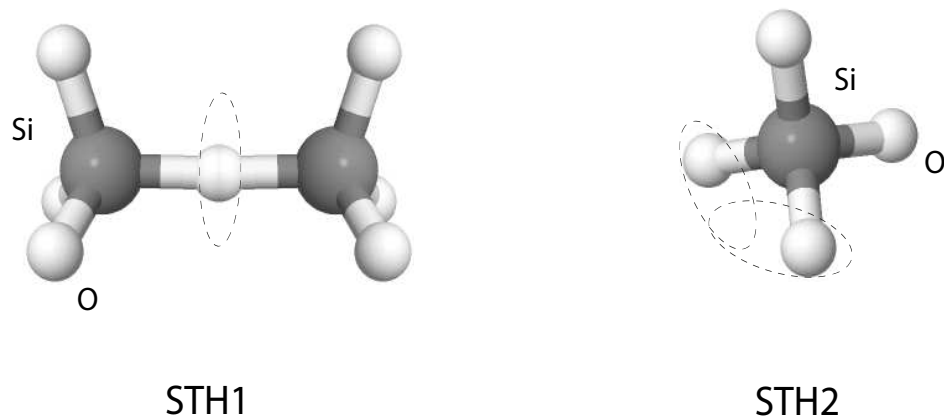


FIGURE 2.9 – Représentation du centre STH [9].

Ce centre est exclusivement présent lors des irradiations. Présent sur des liaisons régulières et à faibles doses, il provient du fait que la silice vitreuse ne présente pas de réseau à grande échelle ce qui implique un angle entre deux tétraèdre de silice différent de celui existant dans une structure cristalline. Cette difformité peut être considérée comme un puit quantique avec la capacité de cette structure de capter un trou. Il est constitué d'un atome d'oxygène et de deux atomes de silicium dans lequel un trou est capturé sur un atome d'oxygène dans l'orbitale 2p. Il en existe 2 types : le STH₁ pour lequel le trou est délocalisé sur deux atomes d'oxygène pontants, et le STH₂ capture un trou sur un atome d'oxygène non-liant. On leur attribue plusieurs bandes d'absorption : 760 nm (2,1 eV), 660 nm (2,6 eV) et une bande vers 1700 nm. Considéré comme de nature très instable à température ambiante, il en existe tout de même une petite part stable.

En effet, de récentes publications [10, 11] montrent qu'il est également possible de dissocier 2 types de défauts STH : l'un instable connu jusqu'alors et une variante stable à température ambiante. Ce dernier dit 'strained-assisted' est particulièrement présent dans les fibres, il peut également avoir des bandes d'absorption situées vers 0,8 eV. De plus, on peut noter que ce type de défaut est présent non seulement dans les verres de silice mais aussi dans les verres Germanosilicates ou Aluminosilicates. Enfin ce piège montre une grande sensibilité à la guérison thermique ou optique. Il est alors possible de dépiéger ce défaut optiquement notamment avec un laser à 600 nm [12].

2.2.3 Défauts liés aux germanium

Le germanium est présent dans les fibres sous forme de dioxyde de germanium de formule GeO₂. Sa structure régulière dans la matière amorphe est un tétraèdre tout comme la silice voir figure 2.10, il est constitué d'un cation Ge⁴⁺ au centre en substitution du silicium et de quatre atomes d'oxygène. De cette raison, il est facilement introduit dans les verres de silice, il est considéré comme un formateur de réseau. Il est initialement introduit dans les fibres pour ses propriétés de guidage comme nous avons

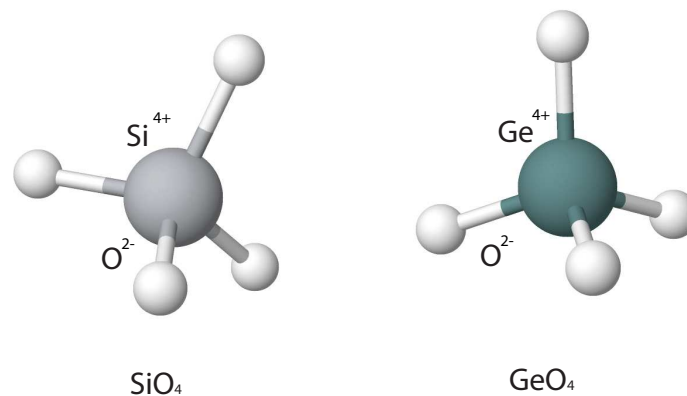


FIGURE 2.10 – Représentation des tétraèdres de silice et de germanium présents dans une matrice vitreuse.

pu le voir dans le chapitre 1 (section 1.2.2.1). Il est connu pour induire des défauts plus importants que ceux de la silice [13]. On peut voir ceci par l'absorption dans l'ultraviolet, qui est beaucoup plus grande dans des verres germanosilicates que dans la silice. Le germanium s'incorpore assez facilement dans les verres de silice car il occupe une structure tétraédrique identique. Cependant, il crée une rupture sur l'enchaînement Si-O-Si qui a pour conséquence de ce manifester comme une impureté. Les défauts créés sont alors similaires à ceux présents dans la silice. Dans ce cas, nous trouvons après

fabrication trois structures différentes dans la fibre à savoir : GeO_4 , $\text{Ge}(\text{ODC})$ et Ge-NBOHC . Nous présentons alors ci-après les différents types de défauts répertoriés pour le germanium.

2.2.3.1 Les centres Ge(1) et Ge(2) ou GeC

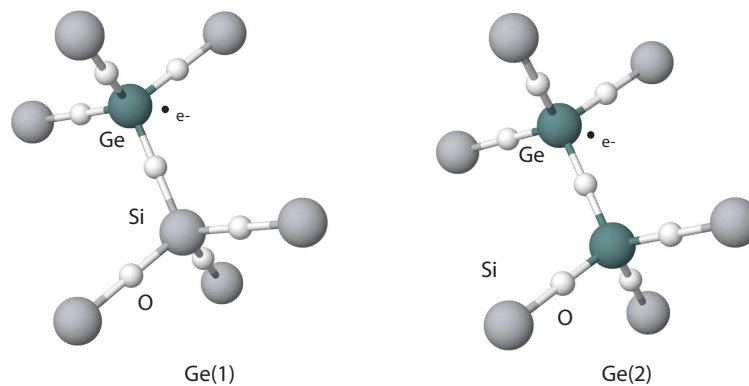


FIGURE 2.11 – Représentation des centres Ge1 et Ge2.

Ces défauts sont constitués d'atomes de germanium et d'atomes d'oxygène qui ont capturé des électrons. Ils ont des bandes d'absorption vers 280 nm (4,4 eV) pour Ge(1) et 206 nm (5,8 eV) pour Ge(2)[14], [15]. Ils ont été observés uniquement sous irradiation (beta, gamma, X et UV). De plus, le précurseur de ce piège est un centre $\text{Ge}(\text{ODC})$. Dans la suite de ce document, nous ne ferons pas de différence entre ces deux espèces, nous les nommons GeC.

2.2.3.2 Les centres GeE'

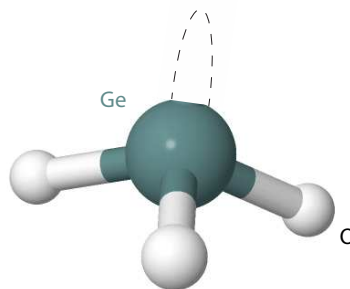


FIGURE 2.12 – Représentation du centre GeE'.

Il s'agit d'une variante du centre SiE' mais avec un atome de germanium. Également nommé Ge(3), ce centre est capable de piéger un trou sur un site d'oxygène vacant. Ce défaut a une bande d'absorption à 193 nm (6,3 eV). La création de ce défaut sous irradiation provient également d'un centre $\text{Ge}(\text{ODC})$. Le mécanisme sous irradiation à de faibles doses est :

$$\text{Si-Ge} \longrightarrow \text{Ge} + \text{Si} + 1 e^-$$

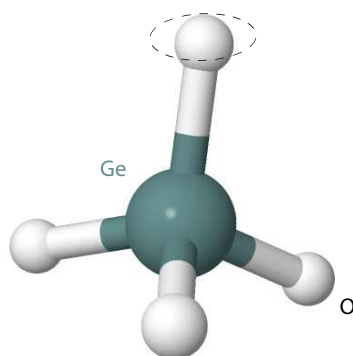


FIGURE 2.13 – Representation du centre Ge-NOBHC.

2.2.3.3 Les centres Ge-NBOHC

Comme pour le centre GeE', le centre Ge-NBOHC a une structure voisine de celle du défaut NBOHC dans la silice pure. Il capture un trou à l'aide d'un atome d'oxygène et de germanium qui ne possèdent qu'une liaison [16]. Ce défaut présente une bande d'absorption vers 620 nm (2 eV). Cependant pour les même raison que son homologue dans la silice, on le rencontre très peu dans nos fibres germano-silicate.

2.2.4 Défauts liés à l'aluminium

L'aluminium est présent dans les fibres sous forme de dioxyde d'aluminium, ou alumine, de formule chimique Al_2O_3 . Il peut être incorporé dans les fibres pour les raisons dont nous avons évoqué au chapitre 1. Considéré comme un modificateur de réseau, il remplace alors certains atomes de silicium dans la structure tétraédrique pour former une structure AlO_4^- . Or, cette substitution au sein du tétraèdre entraîne un déficit de charge positive comme nous pouvons le voir sur la figure 2.14, le cation Si^{4+} possède une charge positive en plus par rapport au cation Al^{3+} . Cette espèce est donc moins stable que ces homologues SiO_4 et GeO_4 , elle va alors chercher à compenser ce défaut de charge soit lors de la fabrication par une liaison ionique avec un cation voisin M^+ , dans ce cas nous avons une structure AlO_4^-/M^+ qui lors des irradiations donnent naissance au centre AlOHC. Outre ce défaut, il est également possible de trouver des lacunes d'oxygène sur l'aluminium lors de la fabrication, qui introduisent des centres Al-E' sous irradiations. Nous pouvons constater, que de par sa nature, l'aluminium va engendrer de nombreux défauts et qu'il est à la base de nombreux précurseurs de pièges. Voici les deux défauts que l'on rencontre dans les fibres aluminosilicates :

2.2.4.1 Les centres AlOHC

Ces défauts dont les caractéristiques sont proches de celles des centres NBOHC ou STH sont formés à l'aide d'un atome de Al en substitution à un atome de Si qui capture un trou sur une espèce précurseur AlO_4^- . Ce type de défaut présente des bandes d'absorption autour de 560 nm (2,2 eV) et 310 nm (4 eV) [17].

Le mécanisme qui se produit sous irradiation est : $AlO_4^- + \text{trou}^+ \rightarrow [AlOHC]$

Sous excitation thermique, typiquement autour de 600 K [17], ce défaut est dépiégé sur un centre ODC(II) avec une signature spectrale bien plus prononcée dans les UV.

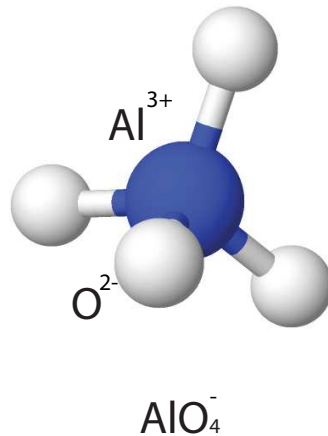


FIGURE 2.14 – Représentation d'un tétraèdre d'alumine présent dans une matrice vitreuse.

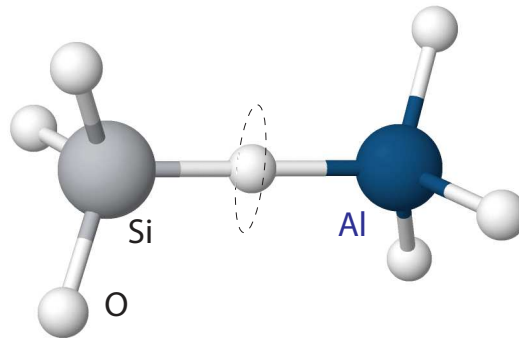


FIGURE 2.15 – Représentation du centre AlOHc.

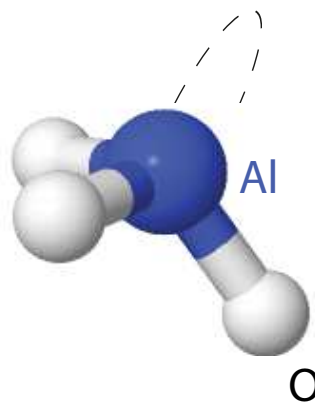


FIGURE 2.16 – Représentation du centre Al-E'.

2.2.4.2 Les centres Al-E'

Similaire aux centres SiE', il correspond à une lacune d'oxygène sur un atome d'aluminium. Il y a donc un électron non apparié sur une orbitale hybride 3s-3p. Une bande d'absorption autour des 300 nm (4,1 eV) lui est attribuée. La formation sous irradiation se fait de la façon suivante :



2.2.5 Défauts liés aux Terres rares : l'erbium

Nous avons pu constater dans les paragraphes précédents que l'ensemble des éléments présents dans la matrice vitreuse sont susceptibles de créer des défauts sous irradiations. L'ajout de terres rares telles que l'ytterbium, le cérium ou bien l'erbium, pour ne citer que les principaux dopants de fibres actives, va également changer l'enchaînement de base Si-O-Si. Cet élément de substitution peut donc également être considéré comme un défaut. Concernant le cérium, l'utilité de ce dernier sera expliqué dans la section 2.5.1. Il est maintenant connu que de nombreux lanthanides tel que l'ytterbium ont la possibilité de se réduire en ion Yb^{2+} , sous rayonnement ionisant ou par photonoirissement. L'hypothèse de changement de conformité pour l'ion Er^{3+} peut également être envisagée, comme le montrent de récents travaux [18], [19]. Cependant ceci n'est pas encore très clair et il est difficile d'attribuer des bandes d'absorption à l'ion Er^{2+} . La figure 2.17 nous montre l'absorption liée aux ions réduits, qui est relativement blanche sur plusieurs centaines de nanomètres dans le domaine visible-infrarouge. En effet s'il on compare les spectres d'absorption avec l'ion Er^{3+} présent sur la figure 2.17-b, nous constatons que l'absorption de l'ion Er^{2+} est beaucoup plus plate que l'absorption de l'ion trivalent. Ceci est dû à la présence d'un électron capté par une couche externe qui favoriserait cette transition large bande, à savoir la transition 4f-5d [20]. Il est évident que s'il devient probable, ce mécanisme est absolument d'importance dans le cas des amplificateurs : cela revient à "désactiver" des ions Er^{3+} chargés de l'amplification, et peut s'avérer catastrophique pour la tenue aux radiations des amplificateurs.

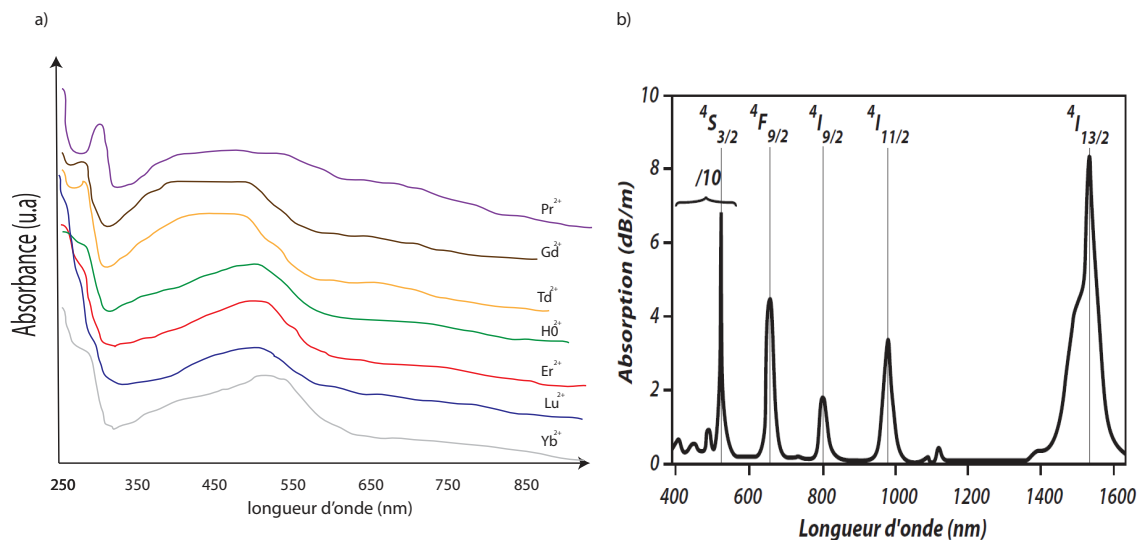


FIGURE 2.17 – (a) Courbes d'absorption de quelques ions divalents des terres rares. (b) Spectroscopie de l'ion Er^{3+} [20].

2.2.6 Mécanisme de formation des défauts

2.2.6.1 Occurrence et mécanisme préférentiel des défauts

Comme nous avons pu le voir, de nombreux défauts peuvent soit être créés par l'étape de fabrication ou par un rayonnement ionisant. Quelque soit le procédé, on peut admettre qu'il s'agit d'un

apport d'énergie sur une molécule qui va générer des défauts. En effet, l'opération de fibrage est à l'origine de nombreuses liaisons brisées sous l'effet des hautes températures et de contraintes. Les énergies des rayonnements γ sont de l'ordre du MeV, et comme leur nom l'indique l'énergie est telle qu'ils vont pouvoir ioniser la matière. Cependant, l'énergie n'est pas le seul paramètre à prendre en compte. En effet, si l'on compare les énergies de liaisons des espèces présentes (de l'ordre de 10 eV pour les verres de silice) et l'énergie apportée par les irradiations (1 MeV), on pourrait penser que toutes les espèces ont une sensibilité équivalente devant l'énergie du rayonnement ; or nous assistons à des mécanismes préférentiels. Il existe donc un ordre d'apparition des défauts suivant les mécanismes utilisés suivant l'énergie déposée. Des paramètres tels que : la cinétique de la réaction, la recombinaison ou encore la section efficace d'absorption sont des raisons diverses et complexes qui différencient l'occurrence d'un mécanisme ou d'un autre. Compte tenu de la difficulté d'évaluation de ces paramètres, nous nous intéressons seulement aux défauts ayant une recombinaison non instantanée de l'espèce chimique. Pour notre part, nous nous sommes focalisés sur les défauts apparaissant à de faibles doses ($< 1\text{kGy}$).

2.2.6.2 Influence de la fabrication

De nombreux précurseurs ou défauts sont créés lors du processus de fabrication des fibres, que ce soit lors de la création de la préforme ou de la fibre elle-même. En effet, l'ajout de chlore ou les techniques de fibrage sont autant de facteurs qui peuvent engendrer la création plus ou moins importante de défauts. Ainsi, dans cette thèse, nous nous restreignons à l'étude de défauts pouvant intervenir sur nos fibres. Connaissant plus ou moins les ordres de grandeurs des paramètres de fabrication des fibres, il en a été convenu que la plupart de nos fibres contenaient des concentrations d'ions OH assez faibles. En effet, comme nous avons pu le voir dans l'introduction de nombreux efforts ont été fait de la part des industriels afin de diminuer le pics d'absorption des OH et augmenter la bande passante des fibres de télécommunications, il en est de même pour nos fibres. Ceci se traduit notamment par une formation de centres de type STH/POR plus important que les centres NBHOC, pour des faibles dépôts doses. L'opération de fibrage est également à l'origine de nombreux défauts intrinsèques notamment le centre SiE', cependant la création de ce dernier peut être limitée pour des fibres industrielles par des techniques de fibrage appropriées. De même, le fibrage est à l'origine de précurseurs qui forment des défauts sous irradiations. Ainsi, comme le montre le tableau 2.1, les paramètres tels que la tension, la température ou la vitesse sont des facteurs capables de briser des liaisons et de créer des précurseurs de défauts. [21],[22],[23],[24],[25].

Défauts	Paramètres de fibrage		
	Tension \uparrow	Température \uparrow	Vitesse \uparrow
SiE'	\uparrow	\uparrow	\uparrow
NBOHC	\uparrow	N.C	N.C
POR	\downarrow	N.C	N.C
GeE'	\uparrow	\uparrow	\uparrow
ODC	\uparrow	\uparrow	\uparrow
STH	\uparrow	N.C	N.C

TABLE 2.1 – Présentation de l'évolution de la quantité de principaux défauts en fonction de l'augmentation des trois paramètres de fibrage : température, tension, vitesse .

Précurseurs de piège	Pièges	Bandes d'énergies d'absorption	Sensibilité Guérison Thermique	Nature du piège	énergies déposées
ODC	SiE'	210 nm	N.C	trous	faibles
SiO ₄	POR	165 206 630 nm	N.C	trous	fortes
SiO ₄	NBOHC	620 nm	N.C	trous	fortes
SiO ₄	STH	660 760 1700 nm	> 298K	trous	faibles
Ge(ODC)	Ge(1)(2)	206 280nm	N.C	électrons	faibles
Ge(ODC)	GeE'	193 nm	N.C	trous	faibles
GeO ₄	Ge-NBOHC	620 nm	N.C	trous	fortes
Al(ODC)	AlE'	300 nm	N.C	électrons	faibles
AlO ₄ ⁻	AlOHC	310 550 nm	> 600K	trous	faibles
Er ³⁺	Er ²⁺	300 1000 nm	N.C	électrons	faibles

TABLE 2.2 – Récapitulatif des principales propriétés des défauts présents dans les fibres sous irradiations.

2.2.6.3 Influence de la dose

La dose déposée joue un rôle important dans les mécanismes de dégradation suivant les centres colorés. En effet, il a été montré qu'au delà d'un certain seuil de dépôt de dose, le nombre de défauts tend à saturer par la formation d'un seul mécanisme, avant qu'un autre processus ne soit envisagé. Les tendances de saturation observées notamment avec les dopants tels que le germanium ou l'aluminium sont de l'ordre de 10 et 100 kGy, voire plus pour l'aluminium [17]. Nous pouvons donc considérer un seul processus de dégradation mis en jeu pour nos dépôts de dose (< 1 kGy). La figure 2.18 montre à titre d'exemple l'évolution de la quantité de défauts Ge(1) et Ge(2) en fonction de la dose déposée [26].

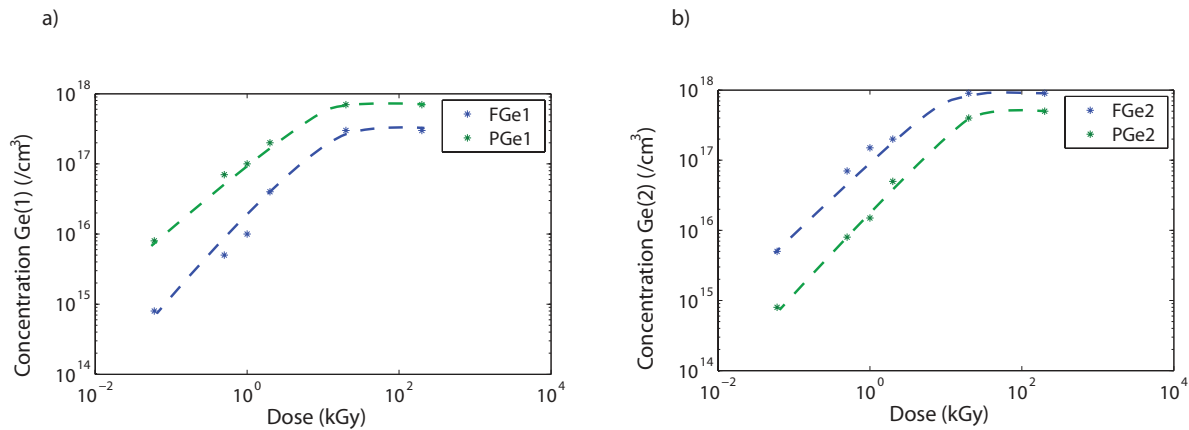


FIGURE 2.18 – Représentation de l'évolution de la quantité d'un piège (ici Ge(1) et Ge(2)) en fonction de la dose déposée dans une préforme et dans une fibre [26].

2.2.7 Synthèse

Dans cette section, nous avons pu voir en détail les propriétés et les réactions chimiques qui permettent de créer les défauts. Nous proposons de synthétiser l'ensemble de ces mécanismes, sur la figure 2.19, sous une forme de diagramme en partant des éléments introduits dans la fibre et en

décrivant les structures présentes lors de la fabrication ou des irradiations. Comme nous pouvons le remarquer seulement une partie de ces défauts sont utiles à notre étude pour expliquer les réactions à faibles doses. Le tableau 2.2 fait une synthèse de ces différents défauts et introduit également une information importante sur la nature du piège, s'il s'agit d'un piège capable de capter ou de libérer un électron. En effet, comme nous avons pu le voir dans le début de ce chapitre, les rayonnements ionisants peuvent être assimilés à une source de génération de paires électrons-trous. Les défauts quant à eux peuvent être vus comme des éléments de stockage des charges. Ceci constitue les briques de base des modèles de dégradation décrits dans la section suivante.

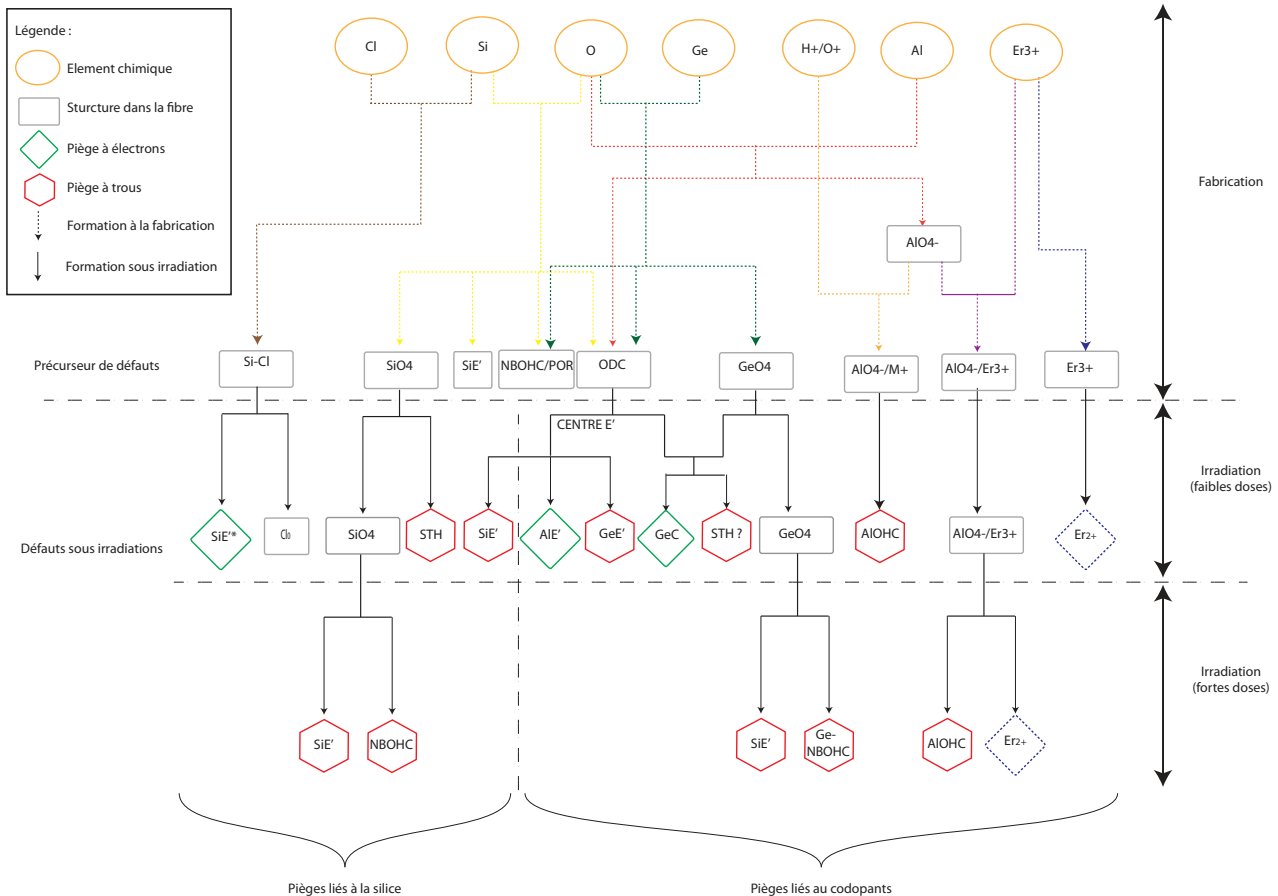


FIGURE 2.19 – Diagramme représentant les mécanismes de formation des précurseurs et de pièges sous irradiations gamma pour de faibles doses pour la silice, le germanium, l’aluminium et l’erbium.

2.3 Etat de l’art des modèles

2.3.1 Dégradation sur un matériau isolant : modèle de R. Chen

Le modèle de R. Chen est un modèle qui décrit la dégradation d’un matériau isolant sous l’effet des irradiations. En réalité, la contribution de R. Chen fut surtout de résoudre numériquement les équations (ce n’était pas si simple avec les moyens des années 1980) [27], les équations elles-mêmes étant issues de travaux très variés, trouvant leurs origines dans la littérature russe des années 1950, et reprises dans la littérature internationale dans les années 1970. C’est un modèle type équations

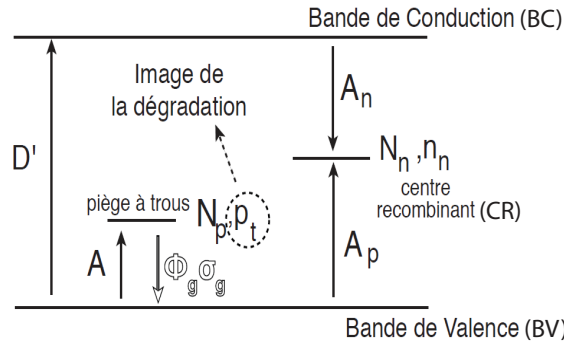


FIGURE 2.20 – Diagramme énergétique associé au modèle de R. Chen. La transition en typographie contour symbolise la guérison optique introduite à partir du modèle original.

Paramètres	description	unités
D'	image du débit de dose	$m^{-3}.s^{-1}$
N_n	capacité du CR	m^{-3}
n_n	concentration du CR	m^{-3}
A_n	taux d'interaction avec BC	$m^3.s^{-1}$
N_p	capacité du piège à trous	m^{-3}
p_t	concentration du piège	m^{-3}
A	taux d'interaction avec BV	$m^3.s^{-1}$
A_p	taux d'interaction avec BV	$m^3.s^{-1}$
Φ_g	flux lumineux	$m^{-2}.s^{-1}$
σ_g	section efficace optique	m^2

TABLE 2.3 – Paramètres associés au modèle de R. Chen.

de population, phénoménologique qui décrit la dynamique de dégradation d'un matériau isolant. On considère des bandes de conduction et de valence locales spatialement, de quelques angstrom. Ensuite, l'ensemble de toutes ces bandes de conduction et de valence localisées sont modélisées à l'échelle du matériau complet. Pour cela, il considère une population de pièges, capable de stocker des trous ou des électrons, ainsi qu'une population de centres recombinants. Le gap considéré est pour nous celui de la silice. Sous l'effet du débit de dose D' , les atomes de silice sont ionisés localement (c'est ce qui est le plus probable car le matériau hôte est la silice), ce qui donne lieu à la création de paires électron-trou. L'ionisation d'une molécule de Silicium va pouvoir fournir l'énergie nécessaire pour ioniser une autre molécule à proximité (quelques angströms), par exemple un atome d'aluminium qui deviendrait un centre AIE' ou Al-OHC. Une fois ionisée, cette molécule va pouvoir rester stable. Ce mécanisme va peupler les niveaux soit d'un centre recombinant N_n ou d'un piège à trous N_p . En parallèle de cela, la silice va pouvoir guérir thermiquement, ce qui est symbolisé par le centre recombinant. Les probabilités A_n , A_p et A dépendent donc de la densité de pièges. Dans la mesure où les centres AIE' et Al-OHC ont une spectroscopie différente de celle des atomes d'aluminium correctement insérés dans la silice, ils définissent de nouvelles bandes d'absorption dont les ailes vont se traduire comme une atténuation

supplémentaire aux longueurs d'onde de pompe et de signal. Ainsi les équations du modèle sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dt} = D' - A_n(N_n - n_n)n \\ \frac{dn_n}{dt} = A_n(N_n - n_n)n - A_p p n_n \\ \frac{dp_t}{dt} = A(N_p - p_t)p - \sigma_g \phi_t p_t \\ \frac{dp}{dt} = D' - A(N_p - p_t)p - A_p p n_n + \sigma_g \phi_t p_t \end{array} \right. \quad (2.3)$$

Ce modèle, bien qu'assez simple, est déjà intéressant car il prédit physiquement les effets de débit inverse après irradiation, c'est à dire un effet de dégradation plus fort pour des débits plus faibles. En effet, un tel mécanisme semble contre-intuitif si l'on considère que la génération de paires électrons-trous augmente en fonction du débit de dose, ce qui pourrait correspondre à une quantité de photon γ plus importante et donc une quantité d'interaction avec la matière plus conséquente. La simulation consiste alors à laisser le matériau atteindre un état stationnaire après avoir arrêté l'irradiation pour voir l'effet de débit inverse, voir figure 2.21(a). Une littérature très vaste utilise ce modèle comme caution physique pour expliquer des résultats expérimentaux [28], [29]. En revanche, il ne prédit pas les effets de débit pendant l'irradiation, alors que de tels effets ont été constatés [30], [31]. Il ne prédit pas non plus l'effet de la guérison optique, voir figure 2.21(b). Pour cette raison, une interaction supplémentaire a été insérée dans le modèle de Chen, lors de la thèse de Jérémie Thomas [32]. Elle consiste à dépeupler le niveau piège en prenant en compte l'interaction entre le flux de photons Φ_g à travers d'une section efficace σ_g .

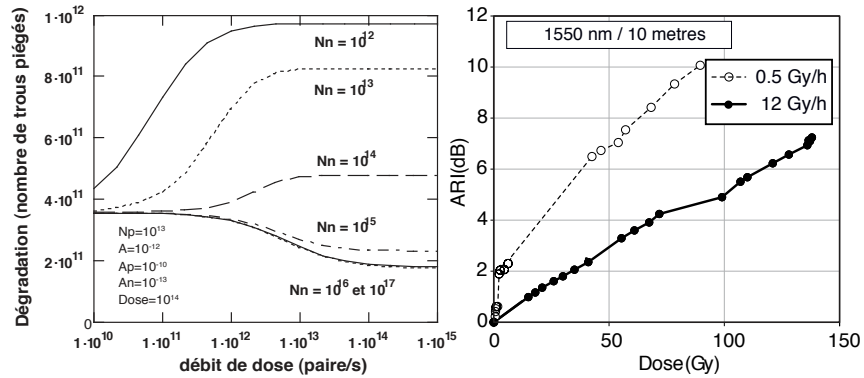
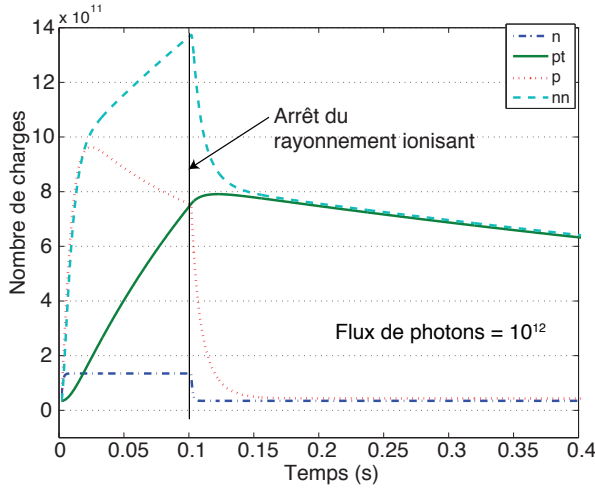


FIGURE 2.21 – Effet de débit inverse : (a) selon le modèle de R. Chen [27], calculé après irradiation et (b) mesuré en cours d'irradiation et en l'absence de guérison optique.

L'effet de la guérison optique peut être mis en évidence en considérant un verre dopé erbium éclairé par un flux lumineux Φ que l'on irradie avec un faisceau ionisant pendant une certaine durée. La source d'irradiation est ensuite éteinte et le matériau est toujours soumis au flux lumineux Φ . Le modèle décrit précédemment permet de suivre l'évolution des charges en fonction du temps. Ainsi, sur la figure 2.22, on constate que les charges stockées dans le piège à trous augmentent avec le temps lorsque l'on irradie le matériau. Cela signifie que la dégradation est plus forte que la guérison apportée par le flux de photons. Dès lors que l'on arrête le rayonnement ionisant, la population de trous piégés diminue significativement sous l'influence du flux lumineux. Cela permet de valider la prise en compte de la guérison optique dans notre modèle.



Paramètres	valeurs	unités
D'	10^{14}	$m^{-3}.s^{-1}$
N_n	10^{16}	m^{-3}
A_n	10^{-13}	$m^3.s^{-1}$
N_p	10^{13}	m^{-3}
A	10^{-12}	$m^3.s^{-1}$
A_p	10^{10}	$m^3.s^{-1}$
Φ_g	10^{12}	$m^{-2}.s^{-1}$
σ_g	10^{-12}	m^2

FIGURE 2.22 – Evolution des différentes populations en fonction du temps

Comme ce modèle est phénoménologique, il est difficile d'en faire un modèle quantitatif, les valeurs des coefficients sont difficilement quantifiables expérimentalement. Donc il sert surtout à décrire des populations et à expliquer les conséquences des mécanismes en présence. On peut le relier au comportement macroscopique par des coefficients de calibrage qui sont des paramètres d'ajustement, et en faisant cela on a pu noter des différences entre modélisation et observation expérimentale sur le comportement d'amplificateurs optiques pendant la thèse de Jérémie thomas.

2.3.2 Dégradation sur un matériau isolant dopé erbium : modèle de F. Mady

Dans la description du modèle de F. Mady [33], on peut retrouver également le même diagramme énergétique en prenant en compte deux types de défauts, l'un guérissable et l'autre non, et un centre recombinant lié au changement de conformité de l'ion Er^{3+} en ion divalent Er^{2+} . Cette hypothèse de travail, fait suite aux travaux de Y. Mebrouk [18] et T. Kyoama [19], met en évidence la réduction du spectre d'absorption de l'ion Er^{3+} après irradiation. Décrit de façon locale, ce modèle, qui apporte une approche plus physique et se veut quantitatif, permet de mettre en jeu les mécanismes de dégradations prédominants dans une fibre dopée avec de l'Erbium. Il cherche à décrire et à démontrer des processus, comme par exemple l'existence de niveaux d'équilibre dépendants de la puissance de pompe et du débit de dose [33].

Le gap considéré est toujours celui de la silice. Sous l'effet de l'irradiation ionisante, il y a création de paires électrons-trous à un taux de g_0 , image du débit de dose. La concentration volumique en porteurs électrons libres sur le niveau excité est notée n_c , et celle en trous libres sur le niveau fondamental h_v . Les électrons sont alors principalement capturés par les ions Er^{3+} , pour former les ions Er^{2+} de densité n , via la transition δ . Les trous vont quant à eux pouvoir être piégés par des niveaux précurseurs H_1 et H_2 et former les centres colorés responsables de l'ARI, notés h_1 et h_2 , par les transitions β_1 et β_2 . Une part des ces défauts les moins profonds (h_1) vont conduire à la photo-ionisation par l'absorption à deux photons de pompe, par la transition σ_{PB} . Les trous libérés vont alors pouvoir se recombiner avec l'ion Er^{2+} pour reformer l'ion trivalent, via la transition γ . Les trous les plus profonds (h_2) ne seront donc pas libérés par l'apport énergétique de la pompe considérée : il s'agit de l'ARI résiduelle.

Finalement, le modèle aboutit au jeu d'équations suivant :

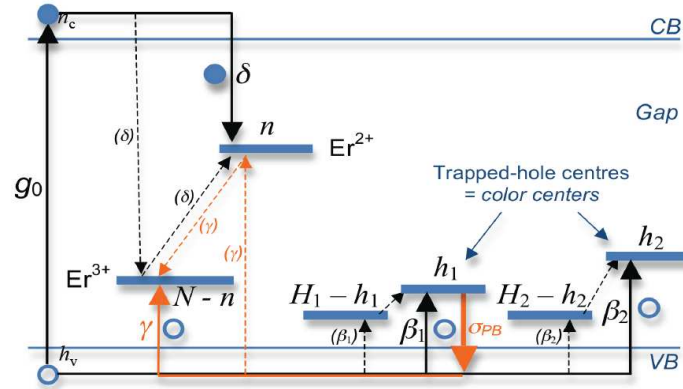


FIGURE 2.23 – Diagramme énergétique associé au modèle de dégradation d'une matrice vitreuse incluant l'effet de la transformation de l'ion erbium [33].

Paramètres	description	unités
g_0	image du débit de dose	$m^{-3}.s^{-1}$
H_1	densité d'états pour le piège H_1	m^{-3}
h_1	concentration du piège H_1	m^{-3}
β_1	taux d'interaction avec VB	$m^3.s^{-1}$
H_2	densité d'états pour le piège H_2	m^{-3}
h_2	concentration du piège H_2	m^{-3}
β_2	taux d'interaction avec VB	$m^3.s^{-1}$
N	concentration initiale en Er^{3+}	m^{-3}
n	concentration en Er^{2+}	m^{-3}
δ	taux d'interaction avec CB	$m^3.s^{-1}$
γ	taux d'interaction avec VB	$m^3.s^{-1}$
$\sigma_{PB} \cdot N_v$	/	$W^{-2}.s^{-1}$
P_{in}	puissance optique	W

TABLE 2.4 – Paramètres associés au modèle de dégradation d'une matrice vitreuse.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn_c}{dt} = g_0 - \delta(N - n)n_c \\ \frac{dn}{dt} = \delta(N - n)n_c - \gamma h_v n \\ \frac{dh_1}{dt} = \beta_1 h_v (H_1 - h_1) - \sigma_{PB} P_{in}^2 N_v h_1 \\ \frac{dh_2}{dt} = \beta_2 h_v (H_2 - h_2) \\ \frac{dh_v}{dt} = g_0 - \beta_1 h_v (H_1 - h_1) + \sigma_{PB} P_{in}^2 N_v h_1 - \gamma h_v n - \beta_2 h_v (H_2 - h_2) \end{array} \right. \quad (2.4)$$

L'absorption radio-induite est donc calculée à partir de la densité totale des centres colorés. Ce modèle permet de décrire localement et macroscopiquement les effets des irradiations et de l'éclairement optique. Il prend en considération la compétition entre l'effet du rayonnement ionisant et celui de l'éclairement optique. Ce modèle prédit la "désactivation" des ions Er^{3+} pour le gain, qui est une

chose que la littérature avait envisagé, mais sans aucune justification physique. Il s'agit donc là d'une contribution clé pour expliquer le comportement d'un AOFD. Cependant, il ne prend pas en compte l'effet intrinsèque de chaque dopant et notamment la formation de l'ion Er^{2+} qui rajoute une absorption supplémentaire et qui doit être considérée dans le calcul de l'ARI. D'autre part, il est également difficile de connaître le lien entre la composition de la fibre et la densité totale des centres colorés. Il est important de faire le lien entre les différents éléments de la fibre et la densité de ses précurseurs. Afin d'avoir une compréhension plus détaillée des mécanismes de dégradation mis en jeu, il est opportun d'obtenir une distribution des pièges suivant la composition de la fibre et ce même sans éclairage optique. Une simple analyse de la première équation du système (2.4) permet d'établir que si $N = 0$ (et donc $n = 0$), la densité de charges n_c dans les états excités croît de manière ininterrompue sans atteindre le régime stationnaire. Le domaine de validité du modèle se restreint donc aux cas pour lesquels la concentration d'erbium est non-nulle. Or, en l'absence de données expérimentales pertinentes, il n'est pas possible de connaître avec précision la contribution intrinsèque de chaque élément. Pour extraire les paramètres associés à l'aluminium, le germanium et l'erbium, il est nécessaire de procéder à une étude isolant chacun d'entre eux dans des fibres de silice pure et confrontant des résultats expérimentaux et de modélisation. Il s'agit de jouer sur les taux de transition du modèle jusqu'à ce que l'ARI simulée et mesurée correspondent. Il est par conséquent nécessaire de disposer d'un modèle capable de prendre en compte l'absence d'erbium.

2.4 Etude qualitative et analyse spectroscopique

Comme nous avons pu le voir précédemment, les pièges créés lors des irradiations font apparaître de nouvelles bandes d'absorption. Il est donc essentiel d'obtenir les spectres d'ARI de nos fibres. Ils vont permettre de connaître les pièges qui sont présents dans la fibre et ceux qui impactent le plus l'ARI aux longueurs d'ondes d'utilisation (980 nm et 1550 nm). Cette étude sera complétée par des tests de guérison optique à 980 nm afin de comparer et voir la sensibilité des pièges face à un éclairage lumineux.

2.4.1 Banc expérimental de spectroscopie

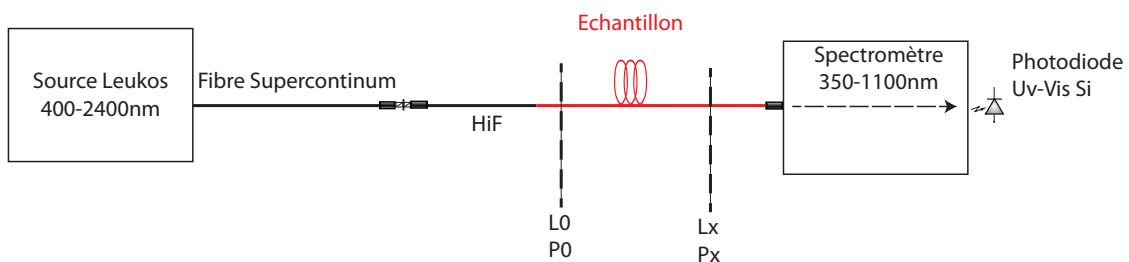


FIGURE 2.24 – Représentation du banc d'analyse spectroscopique utilisant la méthode de *CutBack*.

Cette mesure nécessite l'utilisation d'une source blanche ainsi qu'un analyseur de spectre optique, et présente l'inconvénient d'être difficilement réalisable pendant les irradiations. En effet, d'une part, il est impossible de faire des tests sur un grand nombre de fibres à la fois à cause de la fonction de transfert spectrale des différents éléments du banc, qui sera décrit au chapitre 3, notamment les commutateurs optiques. D'autre part, les rallonges qui permettent de déporter les échantillons de fibres sous test ne sont pas monomodes aux faibles longueurs d'onde (c'est-à-dire en-dessous de 900

nm [34]). Cela rend la mesure peu fiable car on ne maîtrise pas les conditions de guidage dans la fibre. Pour ces raisons, nous avons effectué les mesures de spectres sur les échantillons vierges, puis nous avons mené les mêmes expérimentations sur les échantillons irradiés, afin d'en déduire la signature spectrale de l'ARI. Outre ces points techniques, il y a également deux autres points importants à prendre en compte : les longueurs des échantillons à analyser et la puissance lumineuse injectée à l'entrée de la fibre. En effet, l'ARI peut varier considérablement (c'est-à-dire de plus de 30 dB/m), sur la plage des longueurs d'onde d'étude (400-900 nm), ce qui s'explique par l'intensité des pics d'absorption des pièges, qui est beaucoup plus grande pour les longueurs d'onde les plus basses. Pour cette raison, il est préférable de travailler avec des longueurs d'échantillons assez courtes. Néanmoins, ces derniers doivent être suffisamment longs pour avoir une bonne dynamique de mesure. Mises à part les contraintes techniques liées à l'analyseur optique, la plage de mesure s'étend jusqu'à 900 nm car la dynamique de mesure n'est plus assez importante pour des longueurs d'onde plus grandes.

L'autre point bloquant est la puissance injectée dans la fibre. Là encore, il s'agit d'un compromis entre une puissance trop élevée qui pourrait éventuellement apporter de la guérison optique sur la fibre et donc aboutir à un résultat erroné, une puissance trop faible, qui serait indétectable en sortie d'échantillon. Il s'est avéré que la source la plus appropriée pour cette mesure est une source supercontinuum. Particulièrement adapté pour faire de la microscopie confocale ou de la tomographie optique [35], ce type de source émet une lumière cohérente spatialement avec une faible divergence ce qui est un atout particulièrement confortable pour injecter une puissance lumineuse assez élevée dans l'échantillon. De plus, étant donné qu'il s'agit d'un dispositif fibré, cela facilite la mise en œuvre du banc expérimental, qui est présenté sur la figure 2.24. Du fait que ces mesures n'aient pas été réalisées en ligne et considérant l'aspect multimode du guide d'onde, nous n'avons pas une connaissance très précise du niveau d'ARI généré par les irradiations. L'information est purement qualitative mais permet de dégager des tendances, notamment sur la signature des défauts dans le visible.

La méthode de mesure d'acquisition des spectres d'ARI s'effectue en deux temps. Dans un premier temps, une mesure est faite sur une fibre vierge en appliquant le protocole de mesure dit de *cut back* et dans un second temps sur les fibres irradiées en appliquant le même protocole. Ce protocole permet d'obtenir le signal transmis par la fibre en faisant varier seulement la longueur de l'échantillon. Ceci permet de s'affranchir des pertes non reproductibles, par exemple par la déconnection de la fibre à la source entre deux mesures. Le spectre d'absorption $A(\lambda)$ en dB.m⁻¹ est donc obtenu par la relation suivante :

$$A(\lambda) = \frac{10}{L_0 - L_x} \log \frac{P_x(\lambda)}{P_0(\lambda)} \quad (2.5)$$

où $P_x(\lambda)$ et $P_0(\lambda)$, respectivement les puissances transmises par la fibre aux longueurs L_x et L_0 .

2.4.2 Étude post-irradiation

Avant de présenter les spectres d'absorption sur les fibres, nous devons décrire "les familles" de fibres que nous avons étudiées. En effet, ces dernières ont été rangées suivant leurs compositions, sans différenciation entre les procédés de fabrication (classique ou Nanoparticules), afin de comprendre plus en détail l'impact de chaque dopant dans la fibre et de détecter les pièges qui se forment. Voici les différentes familles de fibres :

- les fibres dites "blanches" : c'est-à-dire des fibres passives codopées avec de l'aluminium et/ou du germanium. Il s'agit de fibres hôtes prêtes à recevoir de l'erbium.
- les fibres alumino-silicates dopées erbium qui sont des fibres actives seulement dopées avec de l'erbium et de l'aluminium.
- les fibres germano-silicate dopées erbium, basées exclusivement sur la technologie nanoparticule et codopées avec une forte concentration en germanium.

Nom	Famille	Concentrations		
		Er ppm	Al (%wt)	Ge (%wt)
BEF_{1W}	Germano-alumino-silicate	0	<1	>20
BEF_{2W}	Alumino-silicate	0	>6	0
SMF_{28}	Germano-silicate	0	0	3
BEF_3	Alumino-silicate	450	6-8	0
BEF_4	Alumino-silicate	660	6-8	0
BEF_5	Alumino-silicate	1320	6-8	0
NP_{Si+}	Germano-silicate	193	0	>20
NP_1	Germano-alumino-silicate	150	<1	>20
BEF_1	Germano-alumino-silicate	280	< 1	>20
NP_3	Germano-alumino-silicate	320	2-5	2-4
NP_4	Germano-alumino-silicate	1390	2-5	0-2

TABLE 2.5 – Description des fibres utilisées pour l'étude de spectroscopie.

— les fibres alumino-germano-silicate dopées erbium, qui contiennent dans leurs cœurs les trois dopants principaux : Ge, Al, Er.

Leur description est faite dans le tableau 2.5. De plus, les mesures des spectres d'absorption sur fibres irradiées, ont toutes été menées sur des échantillons ayant subi les mêmes conditions d'irradiation et de guérison. En effet, nous présenterons dans ce document des spectres pour des échantillons irradiés aux rayonnements gamma avec un dépôt de dose de 300 Gy, suivis d'une guérison thermique à température ambiante sur une durée d'un an.

Les fibres passives, Al ou Al/Ge. Les mesures des spectres d'absorption de ces fibres sont présentées sur la figure 2.25. Tout d'abord, on remarque que l'allure des deux spectres d'absorption sur fibres irradiées contenant de l'aluminium est semblable, alors qu'il s'agit de deux fibres ayant des concentrations en Al et en Ge bien différentes. Effectivement nous avons rajouté à titre de comparaison l'allure d'une fibre passive, la SMF28, contenant seulement du germanium à une concentration voisine de 3 %wt. On remarque clairement que l'absorption de cette fibre est beaucoup plus faible et nous n'avons qu'un seul pic présent vers 650 nm. Celui-ci est connu comme étant la signature d'un centre NBOHC. Il s'avère que les pièges détectables dans cette plage de longueurs d'onde sont principalement liés à l'aluminium. En effet, comme nous avons pu le voir dans la section 2.2, les pièges liés au germanium se situent principalement à des longueurs d'onde inférieures à 300 nm. Nous aurons donc une convolution entre les pièges de la silice et/ou de l'aluminium se situant dans le visible et les queues d'absorption des pièges du Ge. Nous constatons également que l'intensité des pics d'absorption est beaucoup plus importante pour la fibre fortement dopée en aluminium. Il existe donc une relation directe entre la création de défauts et la concentration en aluminium. On peut également observer la présence de deux dômes se situant aux alentours de 500 et 700 nm. Il s'avère que deux pièges présentent des signatures spectrales dans ces gammes de fréquences, à savoir les STH et AlOHC.

Les fibres actives, Al/Er. La figure 2.26(a) présente les courbes d'absorptions des fibres vierges et irradiées pour deux fibres à concentrations différentes d'erbium et inférieures à 1000 ppm. Sur les spectres d'absorption vierges, on peut identifier les signatures des multiples transitions énergétiques de l'ion erbium. On constate que l'allure des spectres d'absorption sur fibres irradiées est semblable à celles présentées pour les fibres passives dans le paragraphe précédent. Il s'agit donc des mêmes pièges qui sont créés dans ces fibres. Ceci, n'est pas une découverte car il est connu que la principale

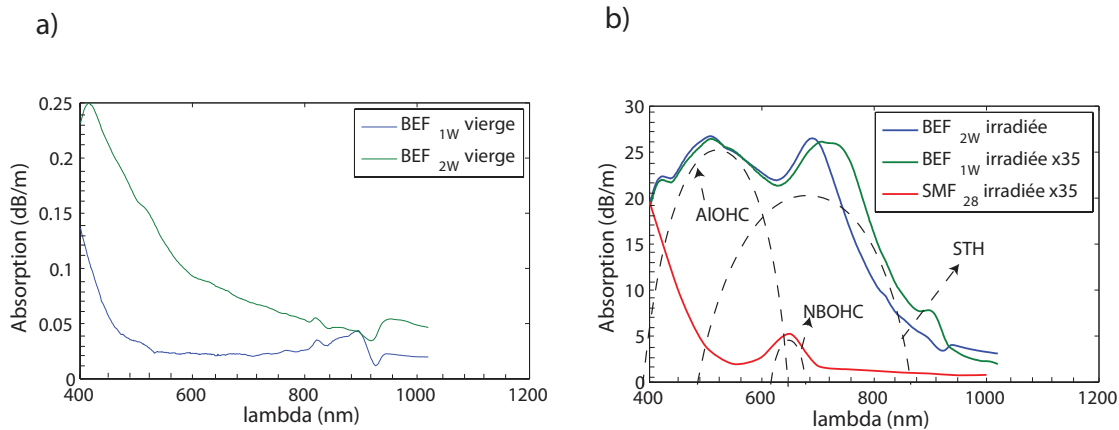


FIGURE 2.25 – (a) Spectres d'absorption sur fibres passives, BEF_{1W} et BEF_{2W} , vierges. (b) Spectres d'absorption sur fibres passives, BEF_{1W} et BEF_{2W} et SMF_{28} irradiées à 300 Gy et 0,4 Gy/h .

contribution de l'ARI dans ces fibres actives est lié à l'aluminium. Cependant, on peut remarquer que l'intensité des pics tend à évoluer suivant la concentration d'Erbium. Effectivement, pour un taux d'aluminium donné, on remarque que l'intensité des pics d'absorption diminue, lorsque la concentration d'erbium augmente, ce qui est contradictoire avec les résultats d'ARI en ligne à 980 et 1550 nm. Il existe donc une dépendance entre l'erbium et l'aluminium. Ceci révèle également le fait que l'ARI n'est pas seulement dépendante de l'aluminium mais plutôt d'un rapport Al/Er [32]. Si l'on augmente encore la concentration d'Erbium, on remarque que le spectre d'absorption sur la fibre irradiée ne ressemble plus aux allures précédentes. Ce résultat est présenté sur le volet (b) de la figure 2.26.

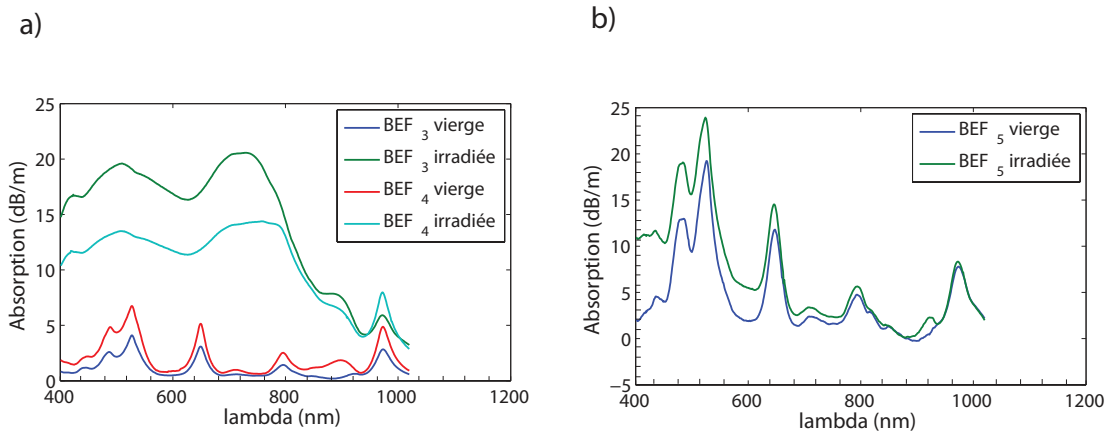


FIGURE 2.26 – Spectres d'absorption sur fibres aluminosilicates actives vierges et irradiées à 300 Gy pour des fibres à concentrations d'erbium différentes et concentration d'aluminium fixe $>6\%$ wt. (a) concentration d'Erbium inférieure à 1000 ppm, b) concentration d'erbium supérieure à 1000 ppm.

Les fibres actives, Ge/Er. Les spectres d'absorptions des fibres actives germanosilicates vierges et irradiées sont illustrées par la figure 2.27. On constate ainsi que le spectre décrivant l'ARI des fibres actives germanosilicate est complètement différent de celui des fibres actives codopés en aluminium présentant moins de 1000ppm d'erbium. En effet, nous n'avons pas la présence de deux pics

d'absorption mais plutôt d'une élévation de l'absorption qui augmente de façon exponentielle pour les courtes longueurs d'onde. Cette forme particulière se rapproche de la signature des pièges liés au germanium. Or, comme nous l'avons dit dans le premier paragraphe, même avec des concentrations aussi importantes, les queues d'absorption des pièges liés au Ge sont infimes. Il pourrait donc s'agir d'une convolution entre le spectre d'absorption des pièges de Ge et de l' Er^{2+} . L'absorption de l'ion divalent étant considéré comme relativement "blanche" dans cette gamme de longueurs d'onde, nous avons une accentuation de l'intensité de l'ARI. Il est important de noter que la courbe contenant l'ARI de cette fibre ressemble à celle de la fibre alumino-silicate fortement dopée en erbium (figure 2.26(b)).

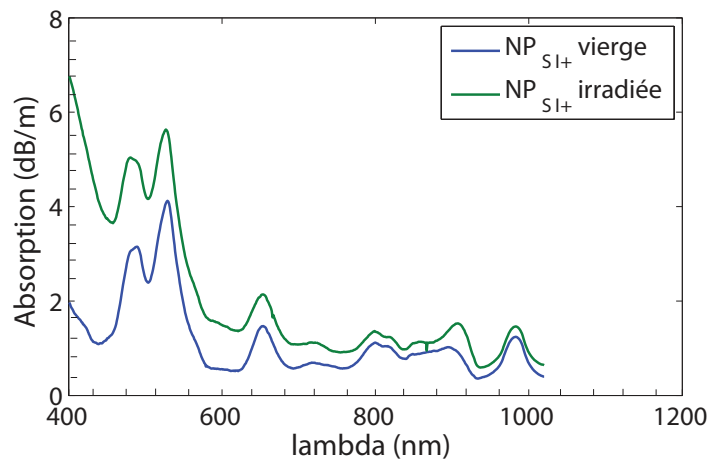


FIGURE 2.27 – Spectres d'absorption de la fibre NP_{Si+} vierge et irradiée à 300 Gy .

Les fibres actives, Al/Ge/Er. Nous nous intéressons ici aux fibres alumino-germano-silicates. Les courbes d'absorption de ces types de fibres sont illustrées sur la figure 2.28. Lorsqu'elle est irradiée, la fibre la plus riche en aluminium présente une allure différente : son spectre d'absorption ressemble à ceux des fibres alumino-silicate, à savoir deux pics centrés vers 500 et 700 nm. Au contraire, les deux spectres d'absorption des fibres pour lesquelles la concentration en Al est inférieure à 1 %wt montrent un seul pic vers 500 nm. Il est donc probable qu'il s'agisse d'un piège peu lié à l'aluminium AlOHC. Ce spectre est donc la convolution de toutes les signatures spectrales des pièges des codopants, pour des teneurs relativement faibles en aluminium. Outre le fait que l'on retrouve également les pics d'absorption de l'ion erbium sur les fibres vierges, on s'aperçoit que ces deux fibres ayant des concentrations identiques en aluminium sont issues de procédés différents : l'une est faite avec un procédé standard et l'autre avec des nanoparticules d'aluminium. On en déduit ainsi que le procédé de fabrication n'impacte à priori ni les distributions de l'ion erbium ni les défauts mis en jeu lors des irradiations.

2.4.3 Interprétations

Tout d'abord, il est évident que les spectres d'absorption de ces différentes fibres permettent de mettre en évidence la présence de pièges lié à l'aluminium, ce qui est largement connu. Or, l'identification des bandes d'absorption à des pièges bien précis reste encore délicate. Des mesures en résonance paramagnétique RPE ou de thermoluminescence permettraient d'approfondir les connaissances sur

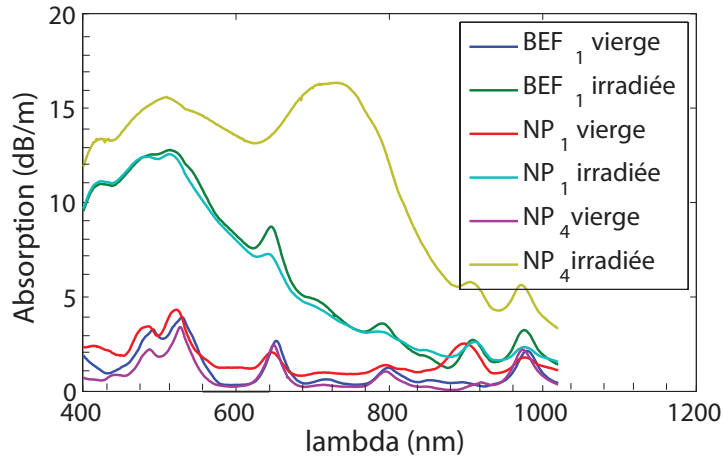


FIGURE 2.28 – Spectres d'absorption de différentes fibres alumino-germano-silicate actives vierges et irradiées à 300 Gy.

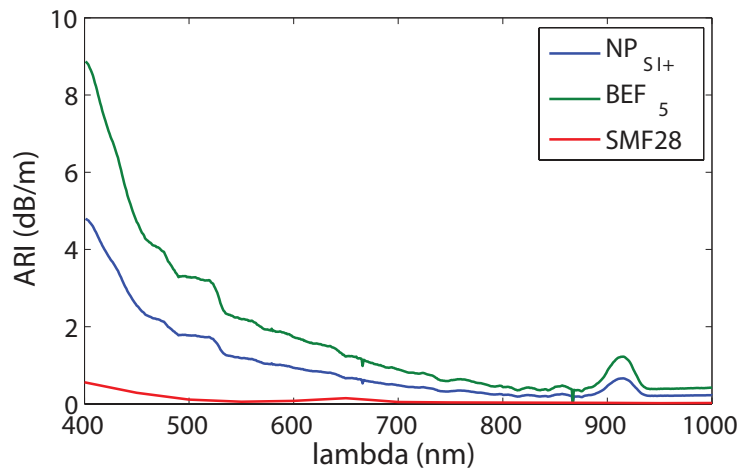


FIGURE 2.29 – Spectres d'absorption radio induite des fibres actives NP_{Si+} et BEF_5 et passive SMF_{28} irradiées à 300 Gy montrant la contribution de l'ion divalent Er^{2+} .

les centres colorés produits. Ensuite, la contribution relative de l'ion erbium n'avait jusque là pas été appréhendée. Comme nous avons pu le constater, l'introduction de l'erbium dans une fibre alumino-silicate joue sur l'intensité des pics d'absorption des centres colorés. L'augmentation de la teneur en erbium semble être favorable, car elle diminue l'absorption des pièges. Pourtant, on constate tout de même une augmentation de l'ARI pour des longueurs d'onde dans l'infrarouge. Ceci s'explique par la contribution de l'absorption Er^{2+} qui est à prendre en compte. Nous pouvons constater sur la figure 2.29, que la signature de l'absorption radio induite de deux fibres dont la teneur en erbium est relativement importante reste identique, à savoir une allure exponentielle décroissante, mais avec une intensité beaucoup grande s'il on compare ces deux fibres (NP_{Si+} et BEF_5) à une fibre passive germanosilicate (SMF_{28}).

Pour vérifier la présence de changement de conformité ou de réduction de population des ions Er^{3+} , il serait possible de suivre l'évolution de la bande d'erbium comme cela a été fait par Y. Mebrouk

[18]. Néanmoins, ce test a été effectué sans obtenir de résultats probants, cela peut s'expliquer par le fait que notre dépôt de dose n'est pas assez conséquent pour visualiser une baisse significative de l'intensité des bandes d'absorption. De plus, nous pouvons conclure de façon générale que sur l'ensemble des échantillons l'exposition de ces fibres à un rayonnement ionisant va augmenter l'atténuation de la fibre pour des longueurs d'onde du visible et de l'infrarouge.

2.4.4 Etude post-guérison optique

Comme pour les mesures post-irradiation, les spectres présentés dans cette partie pour l'ensemble des catégories de fibres sont faites dans des conditions similaires d'éclairage. Elles ont toutes subi une guérison avec une puissance d'éclairage en entrée d'échantillon similaire, sur un temps identique, et avec une puissance d'éclairage en entrée d'échantillon similaire, à savoir une puissance de 200 mW à 980 nm pendant une durée de 2 à 3 jours. Nous traiterons l'aspect temps-puissance au chapitre suivant. Il a été également précisé dans la section précédente que le choix de la longueur de l'échantillon est primordial : il l'est d'autant plus pour la guérison optique. En effet, l'absorption par l'erbium présent dans la fibre et l'ARI peuvent avoir le même effet, c'est-à-dire faire chuter la puissance optique à 980 nm. Pour cette raison, nous avons choisi de travailler sur des échantillons de quelques mètres tout au plus, afin d'avoir une puissance quasi-homogène suivant l'axe de propagation de la fibre. Le choix de la longueur d'onde de guérison est purement technique : en effet les puissances optiques disponibles à 980 nm sont conséquentes, car elles sont intimement liées au domaine des télécommunications.

Les fibres passives, Al ou Al/Ge. La figure 2.30 montre les spectres d'absorption de la fibre avant et après guérison optique. On remarque que l'éclairage à 980nm permet de diminuer et d'effacer le pic d'absorption présent vers 700 nm. On remarque donc que les pièges liés à l'aluminium, créés sous irradiation, vont être sensibles à une guérison optique à 980 nm.

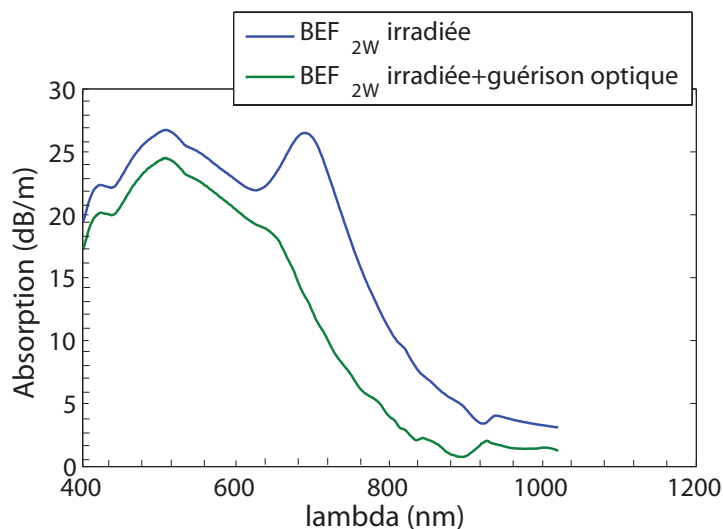


FIGURE 2.30 – Spectres d'absorption des fibres germano-alumino-silicates passives irradiées à 300 Gy et sous éclairage optique à 200 mW à 980nm.

Les fibres actives, Al/Er. Pour ces fibres, on peut remarquer deux comportements différents suivant la concentration d'erbium. La figure 2.31(a) représente les spectres d'absorption des fibres irradiées et guéries pour des teneurs limitées en erbium ; ces spectres sont identiques à ceux des fibres

passives alumino-silicates. La figure 2.31(b) représente les spectres d'absorption sur fibres irradiées et guéries pour une forte concentration d'erbium : ici l'effet de la guérison est quasiment inexistant. On remarque ici que l'allure des spectres est quasiment identique et que l'éclairement optique n'a aucun effet sur les pièges créés. Ceci peut s'expliquer de deux façons : soit l'absorption erbium Er^{3+} est trop importante et la contribution pour la guérison n'est pas assez forte, soit les pièges créés sont différents et ces derniers ne sont pas sensibles à une guérison optique. Cette dernière hypothèse semble être la plus probable car nous travaillons sur des échantillons où l'éclairement à 980 nm permet une saturation de l'absorption erbium sur la totalité de la fibre. De plus, du fait des différences de l'allure des spectres entre une fibre faiblement dopée et une fortement dopée, on peut dire qu'il ne s'agit pas des mêmes défauts créés.

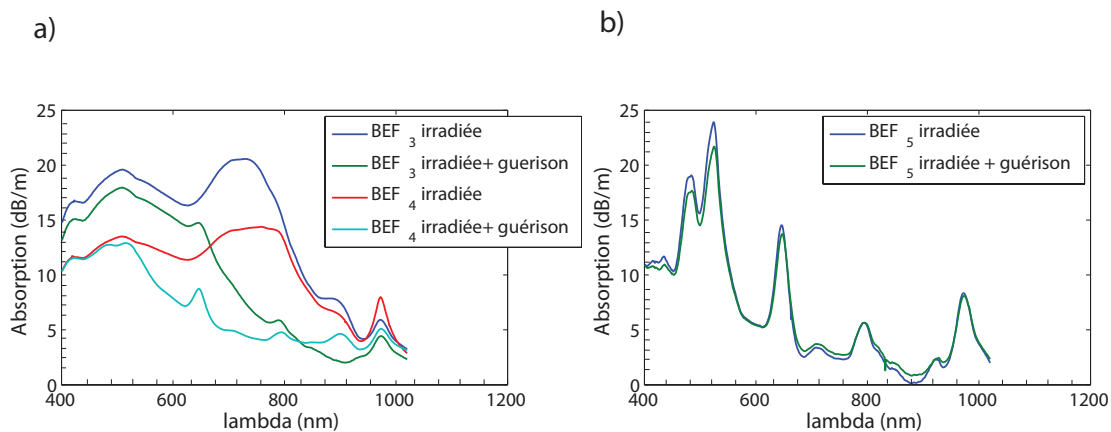


FIGURE 2.31 – Spectres d'absorption des fibres alumino-silicates actives irradiées à 300 Gy et sous éclairage optique à 200 mW à 980 nm pour des fibres à concentrations d'erbium différentes : (a) inférieures à 1000 ppm et (b) supérieures à 1000 ppm.

Les fibres actives Ge/Er. L'allure des courbes d'absorption de ces fibres est représentée sur la figure 2.32. On observe que les courbes sont également semblables. Comme pour le résultat des courbes alumino-silicate fortement dopée présentée précédemment, il semblerait que la guérison optique à cette longueur d'onde n'a aucun impact sur les pièges. De la même manière que nous avons pu déduire que la majeure partie de l'ARI est due à la présence de l'ion Er^{2+} , nous pouvons affirmer que cet élément n'est pas directement sensible à la longueur d'onde de 980 nm, contrairement aux centres colorés liés à l'aluminium.

Les fibres actives Al/Ge/Er. Les mesures des spectres d'absorption de ces fibres sont présentées sur la figure 2.33. Les résultats des spectres d'absorption de ces types de fibre montrent que suivant la composition de la fibre la présence des pièges de l'aluminium ont une intensité plus ou moins importante. Ceci se traduit par une guérison optique plus importante pour des fibres avec peu d'aluminium. En effet, pour les fibres où la concentration d'aluminium est inférieure à 1 %wt, on remarque que la guérison est quasi-complète.

2.4.5 Interprétations

L'aspect de la guérison optique a permis de mettre en évidence la sensibilité des centres colorés suivant l'interaction lumineuse. Il est maintenant certain qu'un apport énergétique lumineux va pouvoir

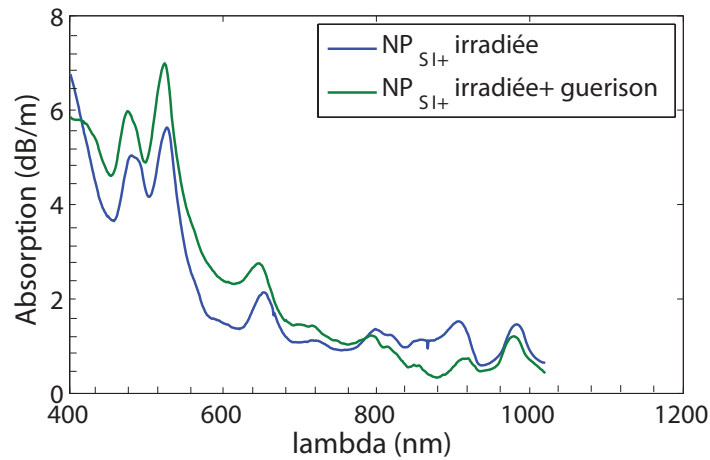


FIGURE 2.32 – Spectres d’absorption de la fibre NP_{Si+} irradiées à 300 Gy et sous éclairage optique à 200mW @980nm.

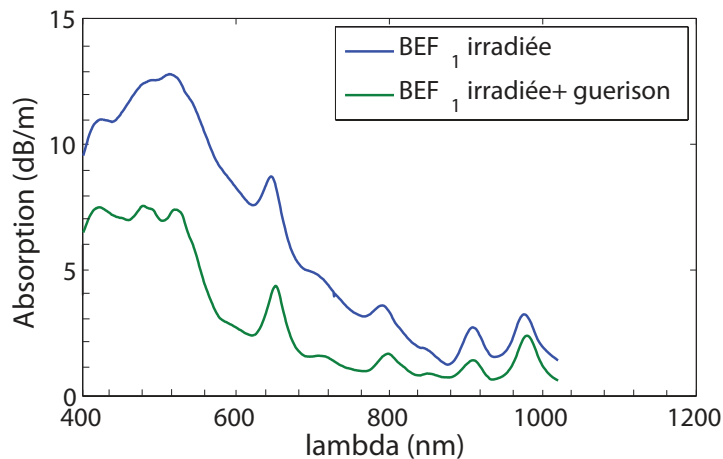


FIGURE 2.33 – Spectres d’absorption de la fibre BEF_1 irradiées à 300 Gy et sous éclairage optique à 200 mW à 980 nm.

diminuer la population des centres colorés. Ceux qui semblent être les plus sensibles sont également ceux dont les signatures spectrales sont proches de la longueur d’onde de guérison choisie (980 nm), à savoir les pièges à trous, comme l’illustre la figure 2.34. Cependant comme nous l’avons évoqué précédemment, nous ne pouvons pas attribuer de manière certaine la bande d’absorption détecté vers 750 nm pour les fibres alumino-silicates. Plusieurs suggestions sont possibles :

- il s’agit d’un défaut STH conventionnel et l’aluminium n’apporte aucune contribution. Or nous avons pu constater qu’il est présent exclusivement avec l’aluminium.
- il s’agit d’un défaut $AlOHC$ dont la bande n’a jamais été observée sur d’autres fibres.
- il s’agit d’un piège de l’aluminium ayant les caractéristiques d’un défaut STH. Ce défaut aurait alors des bandes d’absorption comparables à celles d’un STH classique. De plus, il existe de grande similitude entre la structure des précurseurs des STH et des AlO_4^- . En effet, tout deux sont constitués de deux tétraèdres où un trou vient se fixer sur l’oxygène pontant. Il est donc

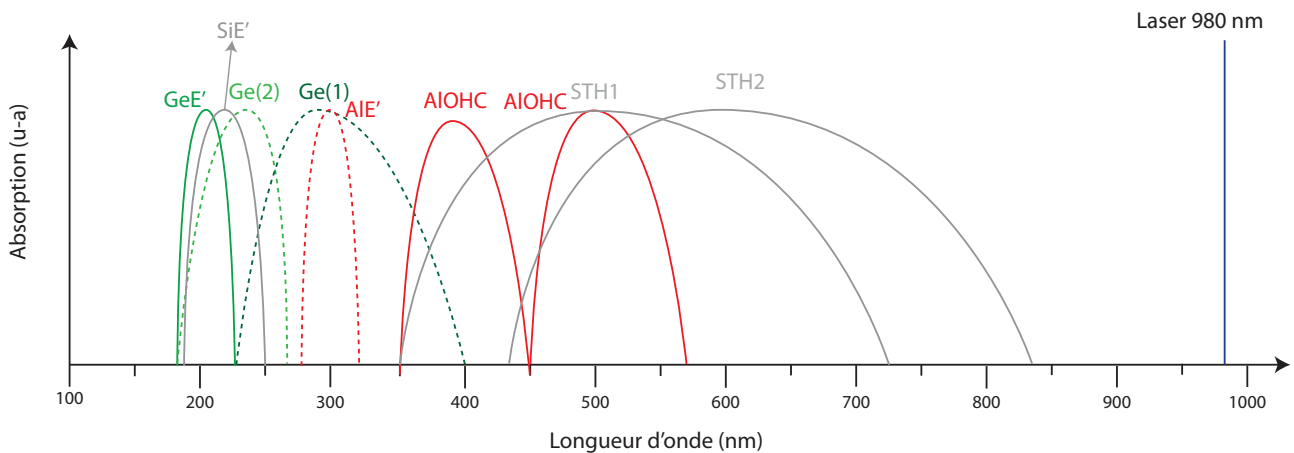


FIGURE 2.34 – Bande d'absorption des défauts répertoriés dans des fibres de silice contenant du germanium et de l'aluminium .

Type de fibre	Famille du verre	Pièges détectés	Possibilité de guérison
Passive	Germano-silicate	GeC, GeE'	0
Active	Germano-silicate	GeC, GeE', Er ²⁺	0
Passive	Alumino-silicate	AlE', AlOHC	++
Active	Alumino-silicate	AlE', AlOHC, Er ²⁺	+ (dépend du ratio [Al]/[Er])
Passive	Germano-alumino-silicate	GeC, AlOHC	+
Active	Germano-alumino-silicate	GeC, AlOHC, Er ²⁺	+

TABLE 2.6 – Tableau de synthèse sur l'étude de spectroscopie des fibres.

possible d'avoir une variante d'un défaut AlOHC ayant cette configuration.

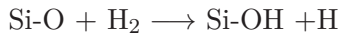
Nous proposons de faire une synthèse de comparaison entre ces résultats et les types de défauts prédominants cités dans les sections précédentes. Nous avons reporté dans le tableau 2.6 la famille du verre composant la fibre, les défauts éventuels ainsi que leur capacité de guérison optique.

2.5 Solutions pour le durcissement du verre

2.5.1 Les solutions existantes

L'étude des effets des irradiations sur les fibres optiques a débuté à partir de 1975 dans le but de qualifier des fibres passives pour des applications militaires. La problématique du durcissement des fibres optiques passives s'est alors posée et des études approfondies ont commencé dès le début des années 80 pour des applications qui concernaient les centrales nucléaires. Désormais, les multitudes d'applications autour des fibres optiques actives, notamment pour des applications spatiales, ont poussé industriels et académiques à trouver des solutions de durcissement. Différentes approches ont été abordées, et nous recensons ici celles qui ont été utilisées dans la littérature sur des fibres actives.

- tout d'abord, l'hydrogénation consiste à injecter des atomes d'hydrogène au sein même de la fibre afin de guérir les défauts latents. Le rôle de l'hydrogène est de venir combler les liaisons pendantes qui, comme nous l'avons vu précédemment peuvent être générées lors de la fabrication des fibres ou par les radiations. L'équation ci-dessous montre la réaction de guérison pour un défaut NBOHC.



L'effet bénéfique contre les radiations de ce traitement est bien connu, ainsi [36] a mis en avant le rôle de l'hydrogénation sur la diminution de l'ARI dans le visible et le proche infrarouge. L'inconvénient principal de cette méthode réside dans le fait que l'hydrogène diffuse très facilement dans la matrice vitreuse à température ambiante ce qui pose le problème de l'instabilité dans le temps. Pour palier à ce défaut, un coating supplémentaire est utilisé pour rendre hermétique la fibre et piéger les atomes d'hydrogène. Zotov et al. [37] ont plus récemment démontré l'efficacité du traitement à l'hydrogénation sur des fibres dopées erbium en associant un coating en carbone. Toutefois, il n'y a pas d'information à ce jour sur la pérennité d'une telle solution ;

- ensuite, le codopage au cérium démontré dans les années 70-80 [38] sur des fibres passives a montré d'excellent résultats en terme de durcissement aux radiations. Plus récemment, S. Girard *et al.* [39] ont appliqué ce traitement à des fibres codopées erbium-ytterbium pour des amplificateurs fortes puissances (supérieures au watt) et ont aussi remarqué une excellente tenue des fibres aux rayonnements γ . La perte de gain mesurée n'était alors que de 1,5 dB après une dose déposée de 900 Gy. Le point faible de cette méthode est dû au fait que le cérium n'est pas un composé habituel pour les fondeurs de fibres ;
- enfin, une solution plutôt macroscopique que matériau est envisagée, il s'agit de l'approche de Gusarov *et al.*. Elle consiste à durcir l'amplificateur en réduisant au maximum sa longueur optimale [40]. En effet, la sensibilité d'un AOFD aux radiations est directement proportionnelle à sa longueur puisque la perte totale due aux radiations vaut en première approximation *ARILopt*. Ainsi, Gusarov montre qu'en augmentant le dopage en erbium d'une fibre on peut réduire la sensibilité de l'AOFD. Cette approche de durcissement, à un niveau plus système que fondamental, atteint toutefois ses limites car, considérant les techniques de dopage classiques, augmenter la concentration en erbium nécessite d'augmenter le taux d'aluminium et donc d'augmenter la sensibilité de la fibre elle-même.

2.5.2 Idée de durcissement

Dans ce travail de thèse, nous avons choisi d'explorer l'effet de la structuration de la matière comme une autre voie de durcissement. L'idée est simple : puisque les défauts sont majoritairement liés à l'ajout de codopants nécessaires à l'incorporation de l'erbium, il s'agit de diminuer ou d'éliminer ces codopants en maîtrisant l'environnement immédiat de l'erbium pour permettre malgré tout son insertion dans la fibre, et ce en structurant la matière. C'est d'une certaine façon une approche opposée à celle de Gusarov *et al.* Pour cela, nous avons étudié, les fibres fabriquées par l'industriel Draka/Prysmian, en confrontant l'impact des concentrations des dopants face aux radiations et en utilisant les technologies utilisées, c'est à dire un process standard (MCVD) et deux technologies nanoparticules :

- La technologie de nanoparticules de silice de chez *Draka/Prysmian*. Il s'agit de fibres germanosilicates dopées à l'erbium par nanoparticules de silice, et ce en l'absence totale d'aluminium. Ces fibres ont des gains très comparables aux fibres codopées aluminium,. Elles sont de fait d'excellentes candidates pour la bonne tenue aux radiations. C'est une sorte de cas limite de ce qui est possible en matière de durcissement naturel des fibres (c'est à dire sans recourir à des composés dédiés au durcissement) ;
- La technologie de nanoparticules silice-aluminium de chez *Draka/Prysmian*. La démarche est un peu la même que précédemment, mais cette fois-ci les fibres contiennent une certaine quantité d'aluminium, apportée par les nanoparticules. Les ions erbium sont entourés d'alu-

minium, ce qui limite l'effet du *quenching* et facilite leur insertion. L'intérêt de ces fibres, avant de les avoir caractérisées, est que la fibre contient le strict minimum d'aluminium utile : au lieu d'avoir une matrice de verre uniformément dopée en aluminium, celui-ci n'est présent qu'autour des atomes d'erbium, c'est-à-dire là où il est utile. Ainsi, une telle technologie, il est permis d'espérer bénéficier à la fois d'un élargissement inhomogène conséquent, comparable à une fibre standard mais avec beaucoup moins d'aluminium, ce qui doit aller dans le sens d'une meilleure tenue aux irradiations. Encore une fois, un intérêt de cette technologie est qu'il existe au catalogue *Draka/Prysmian* des fibres erbium dopées par ce procédé, ce qui signifie que potentiellement, certaines fibres commerciales ciblées ont une chance de convenir pour l'industrie du spatial, comme nous aurons l'occasion de le voir au cours du chapitre 4.

Concernant les dopants contenus dans la matrice vitreuse, nous avons pu constater précédemment que le germanium et l'ion Er^{3+} consomment majoritairement des électrons lors des irradiations. Il se pourrait donc que l'apport en germanium limite la formation des ions Er^{2+} , ce qui permettrait d'obtenir des amplificateurs résistants aux radiations. Cette hypothèse rejoint le procédé d'introduction du codopage des fibres au cérium pour les fibres erbium/ytterbium. Néanmoins, l'introduction du Germanium est une chose beaucoup plus facile à mettre en œuvre et très utilisée par les fabricants de fibres.

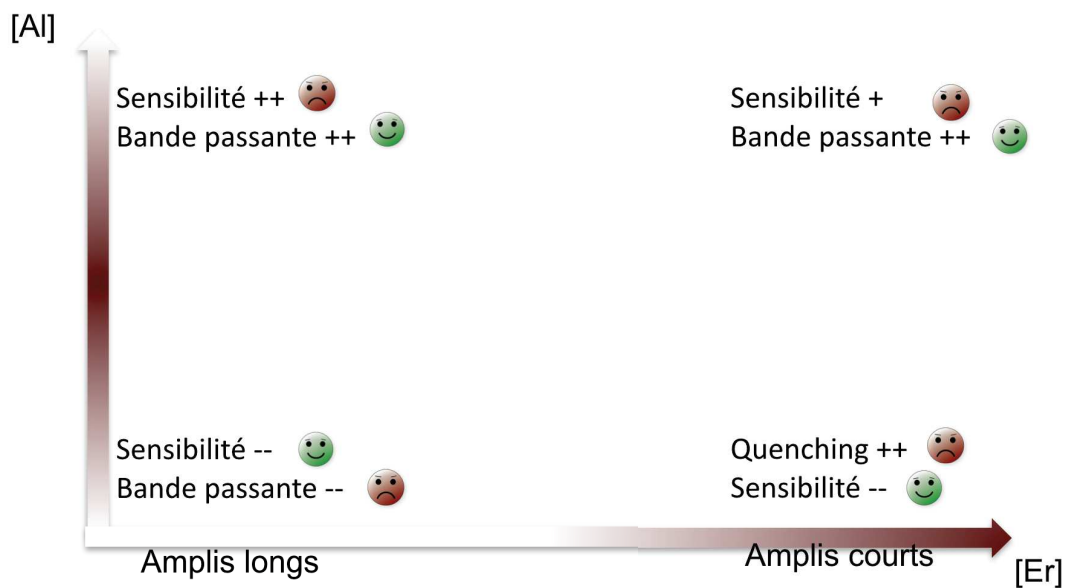


FIGURE 2.35 – Illustration des différents critères technologiques et systèmes à prendre en compte pour le durcissement d'un amplificateur .

Nous avons pu voir qu'il était possible de maîtriser la technologie le dopage afin de minimiser les effets des radiations. Cependant, la première application visée avec les fibres erbium sont les amplificateurs. Il est donc possible d'accroître la tenue aux radiations en maîtrisant le dimensionnement de l'amplificateur. Ceci a grandement été illustré dans la thèse de J.Thomas [32] qui a montré que les amplificateurs ayant une meilleure tenue aux radiations ne sont pas nécessairement les fibres dont l'ARI est faible : cela dépend également de la longueur de l' amplificateur. Effectivement, comme son rôle est d'amplifier un signal lumineux, il est important de considérer les pertes totales sur toute la longueur de la fibre. Ainsi, la longueur est un facteur tout aussi important en tant que critère de durcissement. Cette idée rejoint celle de Gusarov *et al* en réalisant un amplificateur durci avec une

longueur réduite. Or, si le choix d'un amplificateur semble s'orienter vers des amplificateurs courts, il s'agit également de ceux pour lesquels les concentrations d'erbium et d'aluminium sont les plus importantes. Si ceci va dans le sens des applications télécoms dans un objectif d'élargissement de bande passante du gain, cela augmente avec l'intensité des défauts créés qui augmente avec le dopage. Il existe donc un compromis entre d'un côté la sensibilité et la bande passante du gain et de l'autre la tenue aux radiations et l'efficacité de l'amplificateur. La figure 2.35 illustre cette problématique en prenant en compte l'aspect technologique et système de l'amplificateur.

Conclusion

À travers ce chapitre, nous avons présenté dans un premier temps l'environnement radiatif spatial et montré en quoi il pouvait être néfaste pour les fibres dopées erbium. Nous avons notamment mis en avant les principales interactions entre les rayonnements ionisants et la matière. La conséquence de ces interactions fortes est une augmentation de l'absorption de fond de la fibre optique, aussi appelée (ARI). Cela se traduit par la création de nouvelles espèces chimiques qui ont leurs propres signatures spectrales. En nous appuyant sur une étude bibliographique des défauts dans les fibres, ainsi que sur des mesures de spectroscopie d'absorption, nous avons constaté que la dégradation des fibres est plus importante pour des longueurs d'onde situées dans le domaine du visible que dans l'infrarouge. Cela est dû au fait que la majorité des défauts se situent dans l'UV et le visible. Ensuite, nous avons exposé les différents modèles permettant de simuler les mécanismes de dégradation ainsi que l'ARI dans une fibre optique. Enfin, nous avons exposé les différentes voies de durcissement possible des fibres. Dans le chapitre suivant, nous exploiterons ces résultats et conclusions dans un modèle de dégradation se basant sur les modèles existants et permettant de dissocier l'impact de chaque dopant. Ceci est important si l'on souhaite développer un modèle capable de prédire les pertes suivant la composition des fibres en jouant sur la concentrations des éléments chimiques introduits.

Bibliographie

- [1] James F Ziegler, Matthias D Ziegler, and Jochen P Biersack. Srim—the stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 268(11-12) :1818–1823, 2010.
- [2] JH Hubbell. Electron–positron pair production by photons : A historical overview. *Radiation Physics and Chemistry*, 75(6) :614–623, 2006.
- [3] Nist xcom program. <http://physics.nist.gov/physrefdata/xcom/html/xcom1.html>.
- [4] L Troussellier. *Etude de l'influence des radiations sur les fibres dopées erbium pour l'amplificateur optique embarquée*. PhD thesis, PhD Dissertation, Université Montpellier II, 2009.
- [5] Linards Skuja. Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide. *Journal of NON-crystalline Solids*, 239(1-3) :16–48, 1998.
- [6] Roushdey Salh. Defect related luminescence in silicon dioxide network : a review. In *Crystalline silicon-properties and uses*. InTech, 2011.
- [7] David L Griscom and Masafumi Mizuguchi. Determination of the visible range optical absorption spectrum of peroxy radicals in gamma-irradiated fused silica. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 239(1-3) :66–77, 1998.
- [8] Kaya Nagasawa, Yoshimichi Ohki, and Yoshimasa Hama. Gamma-ray induced 2 ev optical absorption band in pure-silica core fibers. *Japanese journal of applied physics*, 26(6A) :L1009, 1987.
- [9] Francis Berghmans, Benoît Brichard, Alberto Fernandez Fernandez, Andrei Gusarov, Marco Van Uffelen, and Sylvain Girard. An introduction to radiation effects on optical components and fiber optic sensors. In *Optical waveguide sensing and imaging*, pages 127–165. Springer, 2008.
- [10] Pavel F Kashaykin, Alexander L Tomashuk, Mikhail Yu Salgansky, Alexey N Guryanov, and Evgeny M Dianov. Anomalies and peculiarities of radiation-induced light absorption in pure silica optical fibers at different temperatures. *Journal of Applied Physics*, 121(21) :213104, 2017.
- [11] Sylvain Girard, Philippe Paillet, Michael Trinzcek, Claude Marcandella, Antonino Alessi, Adriana Morana, Vincenzo De Michele, Aziz Boukenter, and Youcef Ouerdane. Influence of self-trapped holes on the responses of fluorine-doped multimode optical fibers exposed to low fluences of protons. *physica status solidi (a)*, 2018.
- [12] RP Wang, K Saito, and AJ Ikushima. Energy levels of self-trapped holes in amorphous sio2 : fictive temperature dependence. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 42(9) :095418, 2009.
- [13] VB Neustruev. Colour centres in germanosilicate glass and optical fibres. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 6(35) :6901, 1994.
- [14] Hideo Hosono, Masafumi Mizuguchi, Hiroshi Kawazoe, and Junji Nishii. Correlation between ge centers and optical absorption bands in sio2 : Geo2 glasses. *Japanese journal of applied physics*, 35(2B) :L234, 1996.
- [15] E Joseph Friebele, Peter C Schultz, and Michael E Gingerich. Compositional effects on the radiation response of ge-doped silica-core optical fiber waveguides. *Applied optics*, 19(17) :2910–2916, 1980.
- [16] L Skuja and A Naber. Site-selective luminescence study of defects. in gamma-irradiated glassy germanium dioxide. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 116(1-4) :549–553, 1996.
- [17] G Buscarino. Experimental investigation on the microscopic structure of intrinsic paramagnetic point defects in amorphous silicon dioxide. *arXiv preprint arXiv :0711.4029*, 2007.

- [18] Yasmine Mebrouk, Franck Mady, Mourad Benabdesselam, Jean-Bernard Duchez, and Wilfried Blanc. Experimental evidence of Er^{3+} ion reduction in the radiation-induced degradation of erbium-doped silica fibers. *Optics letters*, 39(21) :6154–6157, 2014.
- [19] Takeshi Koyama, Nobuyuki Dohguchi, Yoshimichi Ohki, Hiroyuki Nishikawa, Yasuo Kusama, and Tadao Seguchi. 13.5 generation and bleaching of 7-ray-induced loss of Er^{3+} -doped silica-core optical fiber. In *JAERI Conf*, page 542, 1995.
- [20] David H Woen and William J Evans. Expanding the +2 oxidation state of the rare-earth metals, uranium, and thorium in molecular complexes. In *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*, volume 50, pages 337–394. Elsevier, 2016.
- [21] H Hanafusa, Y Hibino, and F Yamamoto. Thermodynamical behavior of the e' -center in the optical-fiber drawing process. *Physical Review B*, 35(14) :7646, 1987.
- [22] Yoshinori Hibino and Hiroaki Hanafusa. Defect structure and formation mechanism of drawing-induced absorption at 630 nm in silica optical fibers. *Journal of applied physics*, 60(5) :1797–1801, 1986.
- [23] EM Dianov, DS Stardubov, SA Vasiliev, AA Frolov, and OI Medvedkov. Refractive-index gratings written by near-ultraviolet radiation. *Optics letters*, 22(4) :221–223, 1997.
- [24] EM Dianov, VG Plotnichenko, VV Koltashev, Yu N Pyrkov, NH Ky, HG Limberger, and RP Salathe. Uv-irradiation-induced structural transformation of germanosilicate glass fiber. *Optics letters*, 22(23) :1754–1756, 1997.
- [25] EM Dianov, SA Vasiliev, AA Frolov, and OI Medvedkov. Germanosilicate glass refractive index change under singlet and triplet excitation of germanium oxygen deficient centers. In *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Fibers and Waveguides : Applications and Fundamentals*, volume 17, pages JMF4–177, 1997.
- [26] A Alessi, Sébastien Girard, M Cannas, S Agnello, A Boukenter, and Y Ouerdane. Evolution of photo-induced defects in Ge -doped fiber/preform : Influence of the drawing. *Optics express*, 19(12) :11680–11690, 2011.
- [27] R Chen, Stephen WS McKeever, and SA Durrani. Solution of the kinetic equations governing trap filling. consequences concerning dose dependence and dose-rate effects. *Physical review B*, 24(9) :4931, 1981.
- [28] J Boch, F Saign, RD Schrimpf, J-R Vaill, L Dusseau, and E Lorfvre. Physical model for the low-dose-rate effect in bipolar devices. *IEEE transactions on nuclear science*, 53(6) :3655–3660, 2006.
- [29] L Troussellier, C Chluda, M Myara, J Boch, L Dusseau, P Signoret, O Gilard, M Sotom, and JP David. Dose rate effect on aluminium-codoped erbium fibers. *Radiation Effects on Insulators*, 2007.
- [30] J Thomas, M Myara, L Troussellier, E Régnier, E Burov, O Gilard, M Sottom, and P Signoret. Experimental demonstration of the switching dose-rate method on doped optical fibers. In *International Conference on Space Optics—ICSO 2010*, volume 10565, page 105650V. International Society for Optics and Photonics, 2010.
- [31] Laurent TROUSSELLIER, Mikhael MYARA, Laurent DUSSEAU, Philippe SIGNORET, Olivier GILARD, Michel SOTOM, and Jean-Pierre DAVID. Enhanced-low-dose-rate-sensitivity of erbium doped silica optical fiber. *Proceeding of International Conference on Space Optics (ICSO)*, 2008.

-
- [32] Jérémie Thomas. *Impact de la nanostructuration des fibres dopées erbium sur leurs performances : Application aux contraintes du spatial*. PhD thesis, Montpellier 2, 2013.
- [33] Franck Mady, Jean-Bernard Duchez, Yasmine Mebrouk, and Mourad Benabdesselam. Equilibrium degradation levels in irradiated and pumped erbium-doped optical fibers. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 62(6) :2948–2955, 2015.
- [34] Corning Catalogue. Hi 1060 datasheet, 2010.
- [35] K Lindfors, T Kalkbrenner, P Stoller, and V Sandoghdar. Detection and spectroscopy of gold nanoparticles using supercontinuum white light confocal microscopy. *Physical review letters*, 93(3) :037401, 2004.
- [36] BD Evans. The role of hydrogen as a radiation protection agent at low temperature in a low-oh, pure silica optical fiber. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 35(6) :1215–1220, 1988.
- [37] KV Zotov, ME Likhachev, AL Tomashuk, MM Bubnov, MV Yashkov, AN Guryanov, and SN Klyamkin. Radiation-resistant erbium-doped fiber for spacecraft applications. In *Radiation and Its Effects on Components and Systems, 2007. RADECS 2007. 9th European Conference on*, pages 1–4. IEEE, 2007.
- [38] EJ Friebele. Radiation protection of fiber optic materials : Effect of cerium doping on the radiation-induced absorption. *Applied Physics Letters*, 27(4) :210–212, 1975.
- [39] Sebastien 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. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 357(8-9) :1871–1874, 2011.
- [40] A Gusarov, Marco Van Uffelen, M Hotoleanu, H Thienpont, and F Berghmans. Radiation sensitivity of edfas based on highly er-doped fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 27(11) :1540–1545, 2009.

Dégradation et guérison dans le verre : aspect quantitatif

Sommaire

3.1	Modèle de dégradation du verre	80
3.1.1	Description	80
3.1.2	Mise en équation du modèle	81
3.1.3	Evolution des populations	82
3.2	Caractérisation et calibrage des paramètres du modèle	83
3.2.1	Détermination de la création de paires électrons-trous	84
3.2.2	Détermination des taux de transitions	84
3.2.3	Détermination des capacités d'accueil ou des concentrations des précurseurs	85
3.2.4	Détermination de l'ARI et des sections efficaces d'absorption optique	90
3.2.5	Bilan	91
3.3	Validation du modèle : estimation quantitative de l'Absorption Radio Induite	91
3.3.1	Mesure expérimentale de l'ARI en ligne	92
3.3.2	Confrontation Mesures-Estimation	93
3.3.3	Bilan sur la composition de l'ARI	95
3.4	Introduction de l'aspect de guérison	95
3.4.1	Phénomène de relaxation	95
3.4.2	Point de vue thermique	96
3.4.3	Point de vue optique	97
3.4.4	Mise en équation du modèle	97
3.5	Caractérisation des paramètres de guérison optique : Application du modèle VAREPA (VARIABLE REACTION PATHWAY)	98
3.5.1	Réaction optiquement activée	99
3.5.2	Interaction à un photon	101
3.5.3	Détermination de l'énergie de démarcation et activation de la réaction	101
3.5.4	Distribution de l'énergie d'activation ou de l'énergie cumulée : notion de courbe maîtresse	102
3.5.5	Evolution de la distribution en fonction de la concentration des précurseurs	103
3.6	Validation du modèle complet	104
3.6.1	Application d'un éclaircissement post-irradiation	105

Dans ce chapitre, nous allons chercher à obtenir un modèle quantitatif de la dégradation du verre. Pour cela nous devons prendre en compte les différentes interactions qui existent lorsqu'on soumet une matrice vitreuse à un rayonnement ionisant. Cet ensemble de phénomènes a été décrit au chapitre précédent. Il faudra également prendre en compte l'aspect de relaxation des défauts créés, que ce soit de façon optique ou bien thermique. Notre modélisation est basée sur l'ensemble des

modèles déjà existants et présentés dans le chapitre précédent mais elle prend en compte chaque dopant introduit dans le cœur de la fibre. Toutefois, un modèle ne peut devenir quantitatif que si les paramètres adaptés lui sont fournis. Ainsi, nous présentons les principales caractérisations qui ont été réalisées sur les fibres afin d'en déduire des paramètres pertinents pour alimenter le modèle. Enfin, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus et les confrontons aux résultats de simulations. En vue des applications spatiales, le but de ces fibres étant d'obtenir des amplificateurs durcis, nous verrons que les niveaux de puissance injectés ont un effet non négligeable sur la dégradation. En effet, comme nous avons pu le voir précédemment, certains défauts sont également sensibles à la lumière injectée et à un processus de guérison. Nous proposons donc d'inclure dans le modèle de dégradation l'aspect de guérison thermique ou bien optique.

3.1 Modèle de dégradation du verre

Comme nous avons pu le constater dans le chapitre précédent, l'ajout d'éléments chimiques dans la matrice vitreuse va engendrer une absorption radio-induite plus intense et qui va évoluer en fonction de leurs concentrations. Nous avons pu constater que l'ajout d'aluminium crée essentiellement des pièges à trous et que le germanium crée de nombreux pièges à trous et à électrons [1]. L'erbium a le potentiel de capter un électron pour se transformer en Er^{2+} [2] et [3]. L'idée est donc de comparer les mécanismes de ces trois éléments lorsqu'ils sont introduits dans une fibre de silice face aux radiations. À première vue, les expériences menées sous irradiation gamma en interrogation optique aux longueurs d'ondes télécoms (980 nm et 1550 nm) ont permis de montrer une tendance de la sensibilité des fibres face à la concentration d'aluminium. Néanmoins, nous avons remarqué que la concentration d'erbium influence également l'absorption radio-induite. Il y a donc une compétition de population de pièges suivant la concentration des éléments introduits.

3.1.1 Description

Notre modèle est basé sur les modèles de R. Chen [4] et de F. Mady [5] qui décrivent la dégradation des isolants, particulièrement dans une fibre optique. Il s'agit d'un modèle décrivant l'évolution des populations de défauts sous un effet de débit de dose. Les rayonnements énergétiques tels que les irradiations γ ionisent la matière, ce qui peut se traduire de façon électronique par la création de paires électrons-trous. Celles-ci vont alors peupler des états d'énergies élevées. Ces états d'excitations E_e et E_t , respectivement pour les électrons et pour les trous, sont distants d'une énergie ΔE supérieure à celle du gap de la silice E_{Si} :

$$\Delta E = E_e - E_t > E_{Si} \quad (3.1)$$

Ces états ne forment pas de continuum ni de bande à proprement parler. Chaque élément a son propre niveau d'excitation. Mais d'un point de vue modélisation, ils ont une durée de vie associée à une relaxation et ils constituent un ensemble à hautes énergies (pour les électrons), et basses énergies (pour les trous). Il s'agit d'un ensemble de niveaux excités, que l'on peut nommer NEE (Niveaux Excités des Electrons) et NET (Niveaux Excités des Trous) au delà du gap de la silice. Pour des raisons de simplification dans le modèle, nous prendrons la notation n pour la densité d'électrons peuplant les NEE et p pour la densité de trous peuplant les NET et distant d'une énergie correspondant au moins à celle du gap de la silice. La densité de paires électrons-trous générée par unité de temps sous l'effet des radiations ionisantes est notée g . Elle représente une énergie dépassant au moins celle des niveaux excités. Cette création de paires électrons-trous est d'autant plus importante que le matériau présente des défauts ou des impuretés en quantité. Par exemple, l'arrangement atomique d'un cristal

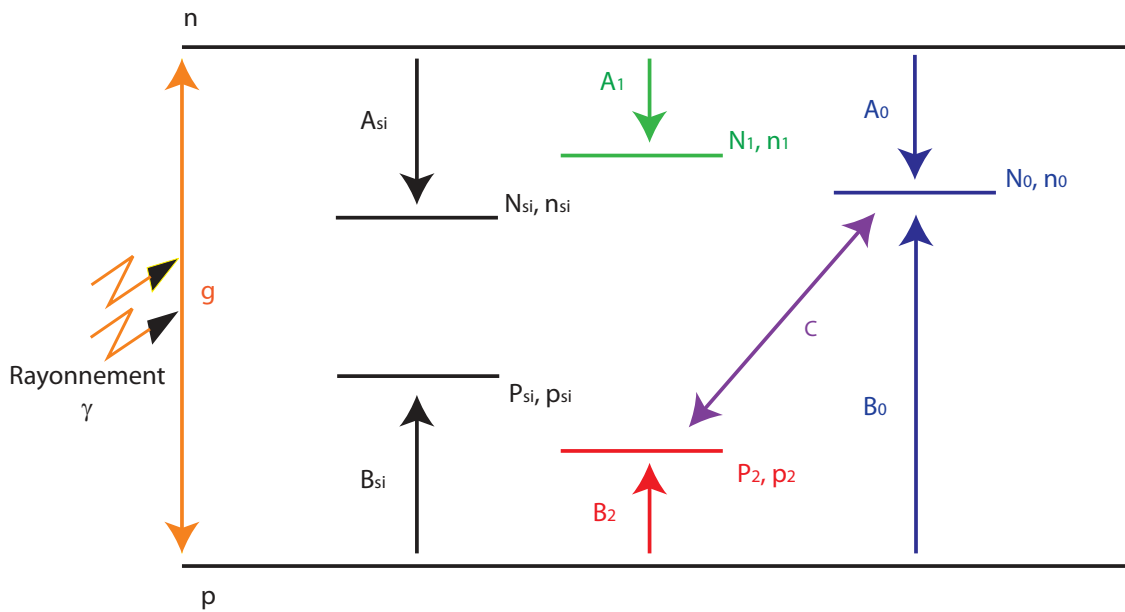


FIGURE 3.1 – Modèle de dégradation d'un verre de silice contenant du germanium, de l'aluminium et de l'erbium.

causera moins de défauts que celui d'un matériau amorphe. Il en est de même pour les fibres de silice contenant d'autres éléments (Ge, Al, F, Er *etc...*). Bon nombre de ces paires vont pouvoir se recombiner mais le gap de la silice étant important, certaines de ces charges vont se retrouver piégées sur des niveaux intermédiaires appelés niveaux pièges. Ces derniers ont une certaine densité d'états ou capacité d'accueil, qui constitue et correspond aux précurseurs présents avant irradiation dans la silice ou les codopants. Cette capacité d'accueil est notée N_x ou P_x suivant qu'ils captent des électrons ou des trous, l'indice x mentionnant le numéro du piège considéré. Ces niveaux vont se remplir en fonction de l'interaction avec le rayonnement ionisant au travers des taux d'interactions A_x , B_x , pour former les populations des pièges n_x ou p_x , qui sont l'image de l'absorption radio-induite.

Chaque niveau piège sera alors caractérisé par :

- un taux d'interaction A_x pour un piège à électron ou B_x pour un piège à trous ;
- une capacité d'accueil N_x ou P_x ;
- une section efficace d'absorption optique (S.E.A) σ_x .

Les taux d'interaction sont des grandeurs difficiles à mesurer, et nous prenons le parti de nous appuyer sur des valeurs issues de la littérature [4], [5] et raisonnablement ajustées au modèle. Les capacités ou densités d'états sont des valeurs qui peuvent être déterminées expérimentalement, car il s'agit de la population des précurseurs de défauts présents dans la fibre. En première approximation, si l'on considère les défauts liés aux dopants comme prépondérants, ces populations seront directement proportionnelles aux concentrations des dopants. Les sections efficaces optiques aux longueurs d'ondes d'intérêt sont des valeurs inconnues. Il s'agit donc de valeurs à déterminer.

3.1.2 Mise en équation du modèle

Après avoir décrit par une approche électronique les phénomènes qui interviennent dans le modèle, nous mettons en équation l'évolution de ces populations en fonction du temps. La variation de

population n dans les niveaux excités des électrons par unité de temps est décrite par l'équation

$$\frac{dn}{dt} = g - A_{si}(N_{si} - n_{si})n - A_0(N_0 - n_0)n - A_1(N_1 - n_1)n \quad (3.2)$$

Les variations temporelles des densités de charges peuplant les différents pièges à électrons n_{si} , n_0 , n_1 et à trous p_2 , p_{si} vérifient les relations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn_{si}}{dt} = A_{si}(N_{si} - n_{si})n \\ \frac{dn_0}{dt} = A_0(N_0 - n_0)n - Cp_2n_0 - B_0n_0p \\ \frac{dn_1}{dt} = A_1(N_1 - n_1)n \\ \frac{dp_2}{dt} = B_2(P_2 - p_2)p - Cp_2n_0 \\ \frac{dp_{si}}{dt} = B_{si}(P_{si} - p_{si})p \end{array} \right. \quad (3.3)$$

Il en va de même pour la variation par unité de temps de la population de trous dans les NET :

$$\frac{dp}{dt} = g - B_{si}(P_{si} - p_{si})p - B_2(P_2 - p_2)p - B_0n_0p \quad (3.4)$$

Comme les doses déposées pour nos applications sont loin des doses requises pour avoir un état stationnaire des pièges, la résolution de ce système mène donc à une dépendance des populations des pièges en fonction du temps t , il est donc nécessaire d'étudier le régime transitoire. L'ensemble de ces paramètres et leurs désignations sont rassemblées sur le tableau 3.3 page 91.

3.1.3 Evolution des populations

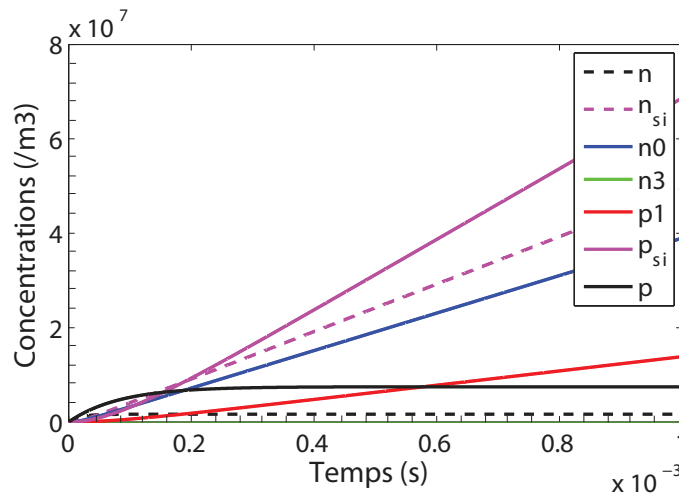


FIGURE 3.2 – Evolution des populations en fonction du temps des différents éléments introduits dans le modèle

De simulations préliminaires permettent d'observer une dynamique décrite par ailleurs dans la littérature [4] : l'existence de deux régimes transitoires. Un régime transitoire long concerne l'évolution des populations des pièges et un régime très court marque l'évolution des populations des niveaux d'énergies de n et p . En effet, comme le montre la figure 3.2, nous obtenons très rapidement des états stationnaires sur ces niveaux (autour de la milliseconde), alors que sur les niveaux pièges, cet état peut être atteint avec des temps beaucoup plus longs, (des heures, des jours voire des années suivant le débit de dose utilisé). Au regard de ce facteur d'échelle temporelle important, il est possible de considérer des grandeurs n et p comme stationnaires. Ainsi, les équations 3.2 et 3.4 se ramènent à :

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = g - A_{si}(N_{si} - n_{si})n - A_0(N_0 - n_0)n - A_1(N_1 - n_1)n = 0 \\ \frac{dp}{dt} = g - B_{si}(P_{si} - p_{si})p - B_2(P_2 - p_2)p - B_0n_0p = 0 \end{cases} \quad (3.5)$$

de sorte que :

$$\begin{cases} n = \frac{g}{A_{si}(N_{si} - n_{si}) + A_0(N_0 + n_0) + A_1(N_1 - n_1)} \\ p = \frac{g}{B_{si}(P_{si} - p_{si}) + B_2(P_2 - p_2) + B_0n_0} \end{cases} \quad (3.6)$$

Cette approximation stationnaire est d'autant plus pertinente que les populations des pièges sont négligeables devant les capacités d'accueil, il est donc possible de simplifier les équations 3.6 par les relations suivantes :

$$\begin{cases} n = \frac{g}{A_{si}N_{si} + A_0N_0 + A_1N_1} \\ p = \frac{g}{B_{si}P_{si} + B_2P_2} \end{cases} \quad (3.7)$$

Il est alors possible d'écrire un nouveau jeu d'équations pour décrire l'évolution de populations des pièges, en reprenant les équations dynamiques des populations, et en complétant par les niveaux des états excités à l'état stationnaire :

$$\begin{cases} \frac{dn_{si}}{dt} = \frac{g}{A_{si}N_{si} - A_0N_0A_1N_1} A_{si}(N_{si} - n_{si}) \\ \frac{dn_0}{dt} = \frac{g}{A_{si}N_{si} - A_0N_0 - A_1N_1} A_0(N_0 - n_0) - Cp_2n_0 - B_0n_0 \frac{g}{B_{si}P_{si} - B_2P_2} \\ \frac{dn_1}{dt} = \frac{g}{A_{si}N_{si} - A_0N_0 - A_1N_1} A_1(N_1 - n_1) \\ \frac{dp_2}{dt} = \frac{g}{B_{si}P_{si} - B_2P_2} B_2(P_2 - p_2) - Cp_2n_0 \\ \frac{dp_{si}}{dt} = \frac{g}{B_{si}P_{si} - B_2P_2} B_{si}(P_{si} - p_{si}) \end{cases} \quad (3.8)$$

3.2 Caractérisation et calibrage des paramètres du modèle

La validation de notre modèle n'a de sens que si les paramètres introduits sont déterminés avec une précision suffisante et représentative de leurs contributions. Pour cela, nous verrons comment nous avons déterminé les différents paramètres introduits en nous basant sur des mesures expérimentales, des relations extraites de la littérature ou encore des données fournies par les fabricants des fibres.

3.2.1 Détermination de la création de paires électrons-trous

La grandeur g est le nombre de paires électrons-trous générées par unité de volume et par unité de temps sous l'effet de l'irradiation. Habituellement, pour des rayonnements ionisants, on parle de débit de dose \dot{D} . Cette quantité définit l'énergie déposée en Joule dans la matière, par unité de masse et par unité de temps. Le processus d'ionisation est activé si l'énergie apportée au système est suffisante par rapport à l'énergie d'ionisation de la matière. Connaissant l'énergie d'ionisation de la silice, qui est l'énergie la plus grande présente dans nos verre, il est alors possible de déduire le nombre d'entités qui peuvent subir ce processus. Ainsi, la génération de paires électrons-trous, est calculée en fonction de la quantité d'énergie instantanée disponible par mètre cube,

$$\varepsilon_{apportee} = \rho_{SiO_2} \dot{D} \quad (3.9)$$

par rapport au nombre d'états d'ionisation disponibles dans la matière

$$\varepsilon_{ionisation} = q E_{SiO_2} \quad (3.10)$$

où ρ_{SiO_2} la masse volumique de la silice ($2,2 \text{ g.cm}^{-3}$), q est la charge élémentaire ($1,6 \times 10^{-19} \text{ J}$), et E_{SiO_2} est l'énergie d'ionisation de la silice, environ 17 eV. De plus, dans le cadre de notre étude, l'absorption des rayonnements gamma par la matrice vitreuse peut être négligée de par la faible épaisseur des fibres. Il est alors possible de considérer une génération homogène de paires électrons-trous dans le matériau. Nous pouvons alors définir g en $\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ de la façon suivante :

$$g = \frac{\varepsilon_{apportee}}{\varepsilon_{ionisation}} = \frac{\rho_{SiO_2}}{q E_{SiO_2}} \dot{D} \quad (3.11)$$

avec \dot{D} le débit de dose en Gy.s^{-1} .

3.2.2 Détermination des taux de transitions

3.2.2.1 Les taux d'interactions A_x et B_x

Les termes A_x et B_x représentent les taux de remplissage des différents pièges, ou l'image des sections efficaces d'interactions entre les pièges et le rayonnement ionisant couplés à la vitesse de la réaction. Ils sont de l'ordre de $10^{-14} \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$. Ces valeurs étant difficiles à déterminer expérimentalement, nous allons en premier lieu utiliser celles disponibles dans la littérature. Nous partons de l'hypothèse qu'aucune réaction n'est privilégiée suivant les dopants : les taux seront alors identiques pour tous les pièges.

3.2.2.2 Le paramètre C

Suite aux mesures de spectroscopie menées sur fibres irradiées, nous avons pu constater comme l'illustre la figure 3.3, que pour une matrice vitreuse contenant une certaine concentration d'aluminium, l'ajout d'erbium va avoir un impact sur l'absorption des pièges : celle-ci diminue quand la concentration d'erbium augmente. Néanmoins, l'ARI (Absorption Radio-Induite) aux longueurs d'ondes de 980 nm et 1550 nm ne diminue pas quand la concentration d'erbium N_{Er} augmente, ce qui tend à dire que l'erbium consomme des électrons pour se réduire en Er^{2+} , mais que cet élément relativement instable consomme également des trous créés. D'après la littérature, on peut considérer que l'absorption de Er^{2+} est relativement uniforme sur le spectre du VIS-IR (visible-infrarouge) [6], alors que celle des pièges est très dépendante de la longueur d'onde. Nous avons donc une valeur de l'ARI qui dépend à la fois de la concentration des pièges et de la concentration d'ions Er^{2+} : l'ARI a une composition

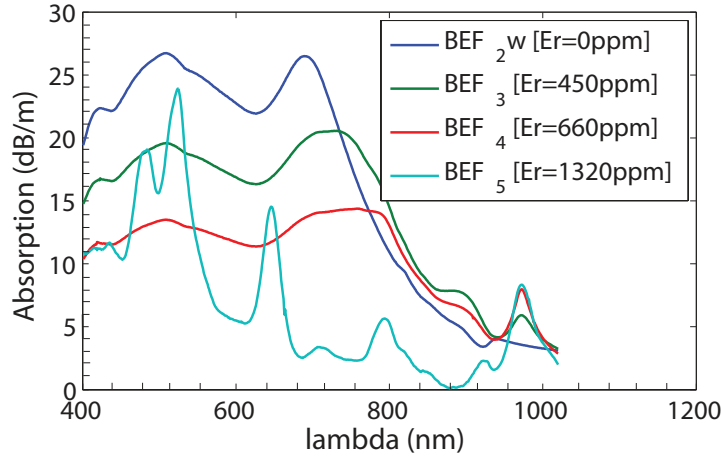


FIGURE 3.3 – Spectres d’absorption de fibres irradiées à 300 Gy contenant une concentration massique d’aluminium comprise entre 6 et 8% et une concentration d’erbium variable.

différente suivant la concentration d’ion Er^{3+} initiale. Nous introduisons alors une transition C (voir la figure 3.1) dont l’objet est de décrire l’influence réciproque de la concentration de pièges et d’ions erbium. Cette transition C est en première approximation supposée constante pour les simulations présentées ici, mais sa valeur doit encore être ajustée pour dépendre in fine de la concentration d’erbium et/ou d’aluminium. L’une des pistes pour fixer C est la compréhension du phénomène, qui peut également s’expliquer par la présence de sites précurseurs pour les trous, qui sont plus stables avant irradiation si l’on ajoute une concentration d’erbium plus importante. En fait, lors de l’introduction de l’aluminium, la plupart des molécules présentes sont des sites AlO_4^- . Cet élément a alors tendance à vouloir capter un élément afin d’avoir une compensation de charge. Ceci peut se traduire par le captage d’un cation libre dans la matrice vitreuse H^+ , O^+ [7], [8] ou bien d’un ion Er^{3+} . Dans notre cas, compte tenu des concentrations de cations présents dans la fibre, on peut supposer que la majeure partie des liaisons ioniques existantes se fait avec l’ion erbium. Pendant les irradiations, la concentration de cet élément permettant d’obtenir le principal responsable des défauts créés (ALOHC), nous assistons à une diminution d’intensité de ce défaut, comme le montre la figure 3.3. En effet, nous pouvons remarquer sur cette figure que l’intensité du pic situé vers 700 nm diminue fortement quand la concentration d’erbium augmente.

3.2.3 Détermination des capacités d’accueil ou des concentrations des précurseurs

À partir de la connaissance des éléments chimiques et de leurs concentrations, il est possible de calculer les populations de ces éléments dans la fibre c’est à dire le nombre d’entités par m^{-3} . Pour cela, nous partons d’une concentration massique en %wt. La concentration de germanium dans la fibre est donnée par la relation

$$N_{Ge} = \frac{\rho_{\text{SiO}_2} N_a}{\mathcal{M}_{Ge}} C_{Ge} \quad (3.12)$$

avec $\rho_{\text{SiO}_2} = 2,2 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ la masse volumique de la silice, $N_a = 6,02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ le nombre d’avogadro, $\mathcal{M}_{Ge} = 72,64 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$ la masse molaire du germanium et C_{Ge} la concentration massique en %wt.

Ainsi, il en est de même pour la concentration d'aluminium :

$$N_{Al} = \frac{\rho_{SiO_2} \mathcal{N}_a}{\mathcal{M}_{Al}} C_{Al} \quad (3.13)$$

$M_{Al} = 27 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$ la masse molaire de l'aluminium et C_{Al} la concentration massique en $\%wt$. La concentration de précurseurs liés à l'erbium dans la fibre est donnée par la relation :

$$N_{Er} = \frac{\rho_{SiO_2} \mathcal{N}_a}{\mathcal{M}_{Er}} C_{Er^{3+}} \mathcal{A}_{Er} \quad (3.14)$$

Avec $M_{Er} = 167,26 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$ et \mathcal{A}_{Er} la proportion de précurseurs de pièges créés par chaque élément.

Avant de déterminer les concentrations des précurseurs présents dans la matrice vitreuse, nous allons présenter les différentes structures que l'on peut trouver dans celle-ci suite à la fabrication. Le diagramme illustré sur la figure 3.4 présente de manière non exhaustive et sous forme simplifiée, les éléments présents dans une fibre vierge après la fabrication et après irradiations à partir des éléments chimiques introduits. Il s'agit d'un schéma illustrant les mécanismes majeurs qui peuvent s'établir dans les fibres pour des irradiations gamma avec des doses ne dépassant pas quelques kGy. En effet, au delà de cette dose, d'autres effets sont à prendre en compte, et notamment la formation de pièges par la rupture de liaisons covalentes sur des structures relativement stables. Nous pouvons constater que nous avons des pièges créés sous irradiation qui proviennent soit de la silice, soit des codopants. Nous savons que le nombre de défauts créés par les codopants est plus important que ceux produits par la silice pure. Nous nous focalisons donc sur ces derniers afin de déterminer les concentrations de précurseurs.

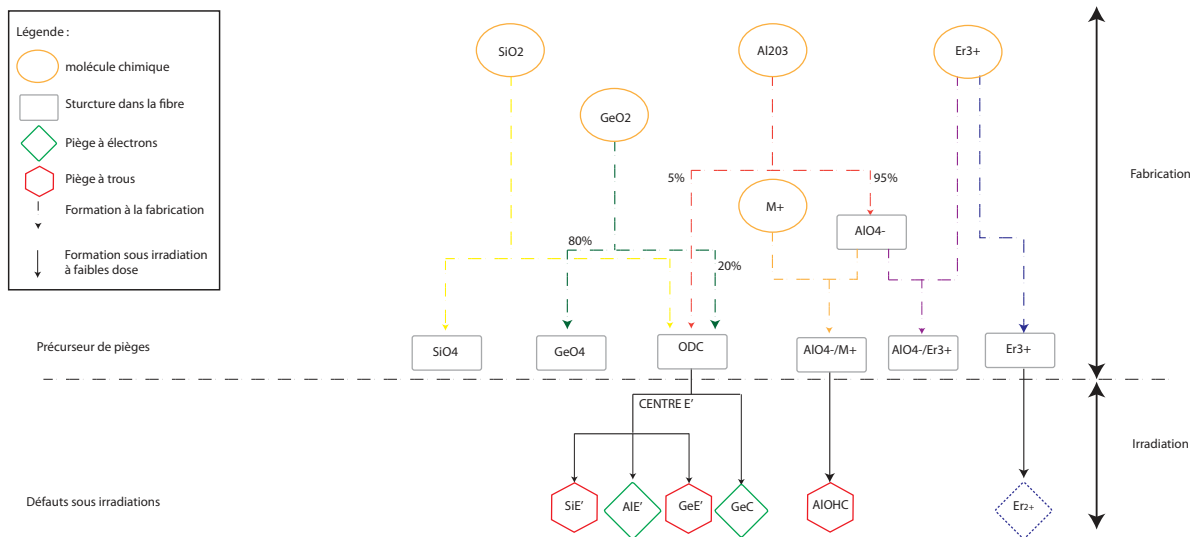


FIGURE 3.4 – Diagramme représentant les mécanismes de formations des précurseurs et de pièges sous irradiations gamma pour de faibles doses pour la silice, le germanium, l'aluminium et l'erbium

Pour résumer, nous avons donc la présence de trois centres précurseurs majeurs dans nos fibres à savoir, l'ion erbium, la structure AlO_4^- et le centre ODC. Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.4, le centre ODC est à la base de plusieurs pièges dont il existe plusieurs variantes avec les éléments chimiques introduits. Suivant la nature de l'élément, ce dernier peut être considéré comme un piège

à trous ou à électrons : c'est le cas pour le piège GeE' qui capture des trous alors que la version contenant de l'aluminium AlE' , est considérée comme un piège à électrons. Concernant la structure AlO_4^- , nous remarquons que deux structures sont possibles en présence d'erbium : l'une formant une liaison ionique avec l'ion terre rare (qui sera relativement stable sous irradiations pour de faibles doses [9]) et l'autre composée avec un cation M^+ qui produit les centres AlOHC . Nous pouvons alors remarquer que la coordinance entre le centre précurseur AlO_4^- et la nature du cation composant la liaison ionique va directement induire le nombre de défauts AlOHC .

Par ailleurs différents résultats de la littérature mettent en évidence l'existence d'un rapport de proportionnalité entre la concentration de certains dopants introduits et la formation de certains centres précurseurs lors de la fabrication. Nous présentons dans le tableau 3.1, de manière synthétique et macroscopique, les capacités d'accueil en termes de densités de charges de chaque pièges et en fonction de la concentration de l'élément chimique introduit. Nous donnons aussi la concentration procurée de précurseur pour une concentration massique unitaire de 1 %wt. Il s'agit de représenter en première intention les ordres de grandeur de chaque contribution, même si une étude plus détaillée des mécanismes serait préférable afin d'obtenir des valeurs plus précises. Il est alors intéressant de

Élément (structure)	Nom du piège	Concentration des précurseurs (cm^{-3})	Concentration pour 1 %wt (cm^{-3})	Nature du piège	Références
Si (ODC)	SiE'	N.C	-	à trous	
Al (ODC)	AlE'	$[\text{AlE}'] = 0,05N_{\text{Al}}$	$2,5 \times 10^{19}$	à électrons	[7]
Ge (ODC)	GeE'	$[\text{GeE}'] = 0,009N_{\text{Ge}}$	$0,18 \times 10^{19}$	à trous	[10],[11]
Ge (ODC)	GeC	$[\text{GeC}] = 0,001N_{\text{Ge}}$	$0,02 \times 10^{19}$	à électrons	[10],[11]
Al	AlO_4^-	$[\text{AlO}_4^-] = 0,95N_{\text{Al}}$	$47,5 \times 10^{19}$	à trous	[7]
Er	Er^{2+}	$[\text{Er}^{2+}] = N_{\text{Er}^{3+}}$	-	à électrons	[5]

TABLE 3.1 – Tableau des taux de concentration des précurseurs pour les trois dopants présents en majorité.

constater, pour une concentration identique, que l'impact de 1% d'aluminium est beaucoup plus fort que le germanium. Cependant, il n'est pas rare de trouver des concentrations de germanium beaucoup plus élevée que celles d'aluminium (60 fois plus élevées en germanium), ce qui donne des concentrations de précurseurs ayant le même ordre de grandeur pour l'aluminium et pour le germanium.

Maintenant que nous avons donné les ordres de grandeur des capacités d'accueil liées à chaque dopant, il est alors possible d'établir une relation sur les concentrations N_x et P_x selon la nature du défaut en effectuant la somme de chaque concentration de précurseurs. Nous obtenons pour la concentration des précurseurs de pièges à électrons N_1 la relation suivante

$$N_1 = N_{\text{Ge}}\mathcal{A}_{\text{Ge}}^- + N_{\text{Al}}\mathcal{A}_{\text{Al}}^- \quad (3.15)$$

et pour celles des pièges à trous P_2

$$P_2 = N_{\text{Ge}}\mathcal{A}_{\text{Ge}}^+ + N_{\text{Al}}\mathcal{A}_{\text{Al}}^+ \quad (3.16)$$

avec, respectivement, pour le germanium et l'aluminium :

- N_{Ge} et N_{Al} les densités d'états des dopants en cm^{-3} ;
- $\mathcal{A}_{\text{Ge}}^-$ et $\mathcal{A}_{\text{Al}}^-$ la proportion de précurseurs de pièges à électron créés par chaque élément ;
- $\mathcal{A}_{\text{Ge}}^+$ et $\mathcal{A}_{\text{Al}}^+$ la proportion de précurseurs de pièges à trous créés par chaque élément.

D'après les relations précédentes, nous pouvons constater qu'il existe également une compétition entre ces deux dopants menant au remplissage de pièges à trous ou à électrons. Comme nous pouvons l'observer sur la figure 3.5 cette compétition peut provenir de deux phénomènes différents :

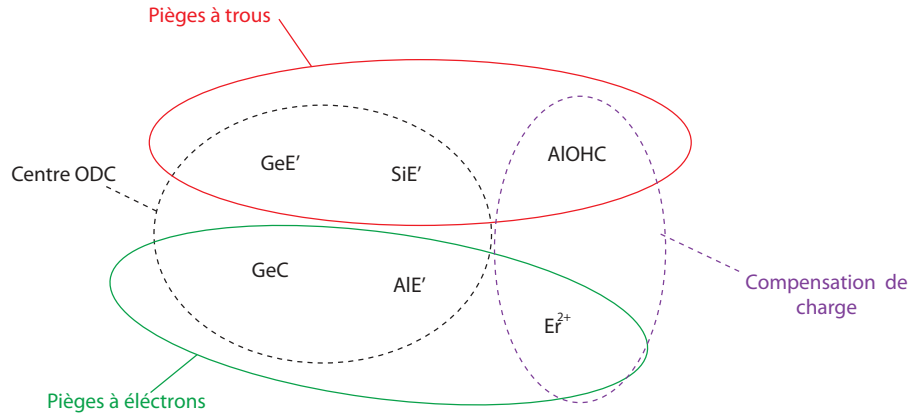


FIGURE 3.5 – Illustration des compétitions intervenant sur la présence des pièges

- les pièges ont un même centre précurseur, comme c'est le cas pour le centre ODC, alors le piège peut avoir une nature différente à capter des électrons ou des trous. Suivant les concentrations de chaque dopant mis en jeu, on peut noter le déclin ou l'augmentation d'une espèce chimique par rapport à l'autre. Ceci a été mis en évidence dans la littérature [11],[12], où il est possible de voir la réduction de pièges AlE' suite à l'augmentation de la concentration de germanium et donc favorisant ainsi l'apparition de pièges GeE' et GeC pour une concentration de germanium >4 %wt [9].
- les pièges ont un même centre d'intérêt, c'est dire qu'ils captent tous les deux des électrons ou des trous.

Cependant, dans la suite de ce document, nous considérons qu'un seul élément influence la concentration d'un centre précurseur qui est de ce fait contrôlé par une seule réaction majoritaire. En effet, compte tenu des concentrations introduites dans nos fibres, il est possible d'effectuer cette simplification, afin notamment d'exprimer par la suite une seule section efficace par piège. Nous pouvons alors simplifier l'écriture des populations des précurseurs de la façon suivante :

$$N_1 = N_{Ge} \mathcal{A}_{Ge}^- \quad (3.17)$$

et

$$P_2 = N_{Al} \mathcal{A}_{Al}^+ \quad (3.18)$$

En ce qui concerne la concentration d'erbium, tous les ions Er^{3+} présents sont susceptibles de se changer en Er^{2+} . Nous avons de fait choisi une valeur de 1 pour, la proportion de précurseurs de piège à électrons créés par l'erbium \mathcal{A}_{Er} . Même s'il s'agit d'un piège à électrons, c'est aussi un centre recombinant (transition B_0) interagissant de plus avec le niveau P_2 (transition C). Nous le distinguons donc du niveau N_1 , de sorte que la relation entre la densité d'erbium N_{Er} et la concentration du centre N_0 s'écrit

$$N_0 = N_{Er} \mathcal{A}_{Er} \quad (3.19)$$

3.2.3.1 Estimation des dopages en erbium et en aluminium

Estimation de la concentration d'erbium. La concentration en ions erbium dans une fibre optique peut être obtenue de manière précise par des analyses physico-chimiques, telles que l'analyse microsonde de Castaing ou l'EPMA (*Electron Probe MicroAnalyser*). Cette mesure consiste à bombarder d'électrons un échantillon afin d'analyser le spectre de rayonnement X émis par celui-ci.

Cependant il est également possible d'obtenir la concentration en utilisant une méthode empirique à partir de l'absorption à 1530 nm. En effet, la quantité de dopants N_{tot}^* en ppm (%wt) (*i.e.* partie par million de la masse) est proportionnelle à l'absorption maximum α_{max} en dB/m de la fibre. Le facteur de proportionnalité est donné par le fabricant :

$$N_{Er}^* = 60\alpha_{max} \quad (3.20)$$

Bien que cette règle empirique ait été vérifiée depuis de nombreuses années, elle ne nous renseigne que de façon approximative sur la concentration. En effet, aucun terme lié à la largeur spectrale de la section efficace d'absorption n'intervient dans le calcul.

Pour la densité d'ions erbium, nous pouvons exprimer cette quantité en m^{-3} , grâce à la relation suivante :

$$N_0(m^{-3}) = 7,9 \times 10^{21} N_{Er}^* = 4,74 \times 10^{23} \alpha_{max} \quad (3.21)$$

Estimation du taux d'aluminium. La détermination précise et absolue de la teneur en aluminium dans une fibre optique n'est pas quelque chose d'aisé et nécessite des moyens lourds tels que l'EPMA. Une autre alternative permet d'obtenir une estimation de la concentration en aluminium. Elle est basée sur le rapport entre la mesure de l'absorption à 1480 nm, notée α_{1480} , et normalisée par le pic d'absorption erbium appelé α_{max} . Effectivement, comme nous avons pu le constater dans le chapitre 1, l'aluminium est un codopant responsable de l'élargissement du spectre de l'ion erbium dans la matrice vitreuse. Ainsi, nous avons mesuré, à l'aide d'un spectromètre optique, l'absorption de différentes fibres optiques dopées erbium en reportant l'absorption à 1480 nm, l'absorption maximale autour de 1530 nm α_{max} ainsi que la largeur à mi-hauteur du pic d'absorption autour de 1530 nm (*FWHM*) (voir la figure 3.6(a)).

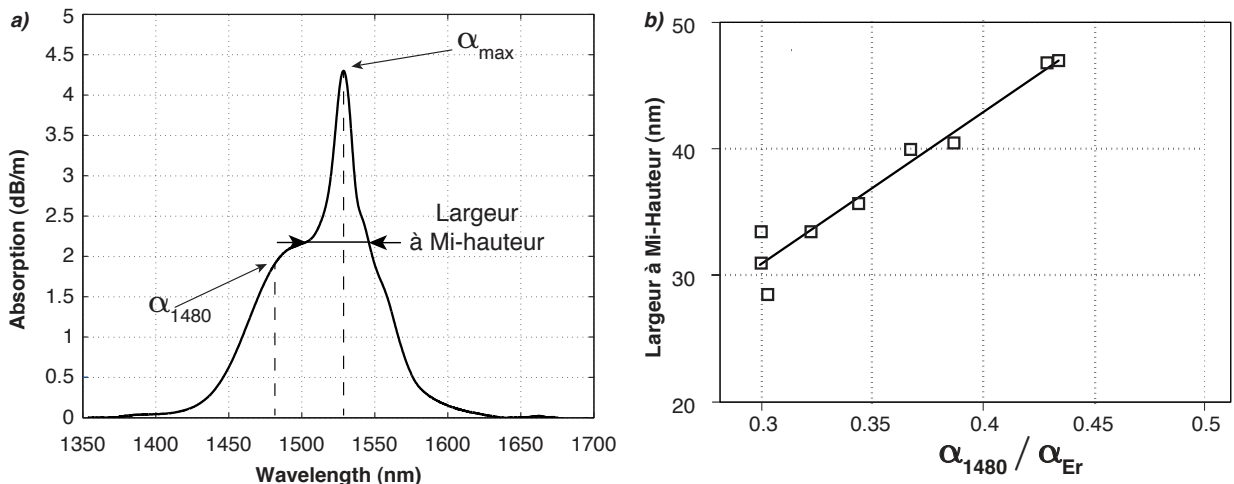


FIGURE 3.6 – (a) Spectre d'absorption d'une fibre dopée erbium autour de 1550nm. (b) Largeur à mi-hauteur du spectre d'absorption en fonction du rapport $\frac{\alpha_{1480}}{\alpha_{max}}$

La figure 3.6(b) montre une relation affine entre la largeur à mi-hauteur du pic d'absorption et le ratio $\alpha_{1480}/\alpha_{max}$. Cela permet d'estimer l'élargissement spectral en mesurant uniquement l'absorption à deux longueurs d'onde.

La figure 3.7 illustre l'évolution du rapport $\alpha_{1480}/\alpha_{max}$ en fonction du taux d'aluminium dans la fibre. On observe alors deux régimes :

- un régime linéaire entre 0 et 3,5%wt d'aluminium ;
- une zone de saturation après 3,5%wt d'aluminium.

Il existe donc une certaine quantité d'aluminium au delà de laquelle l'élargissement inhomogène n'augmente plus. L'incorporation d'aluminium supplémentaire n'a alors plus d'impact sur le spectre d'absorption.

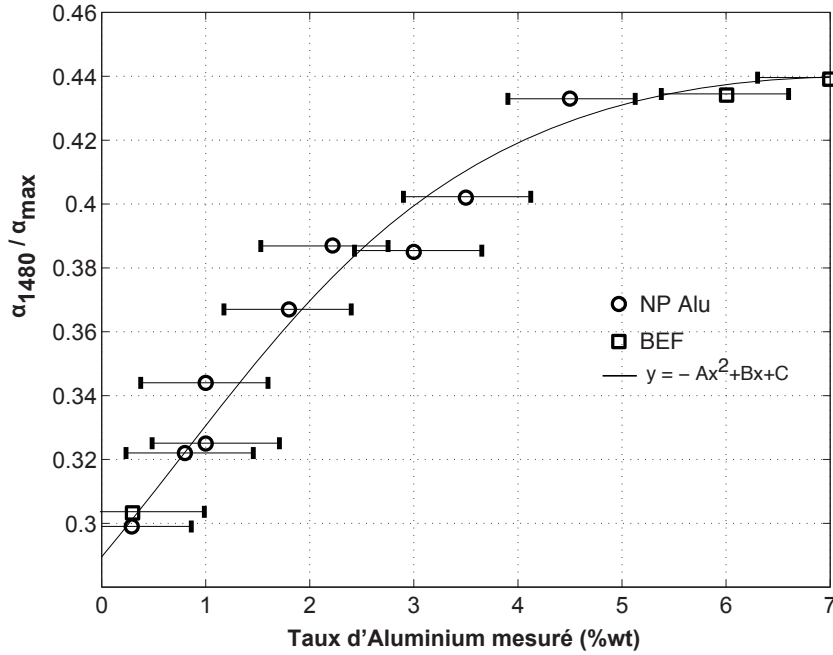


FIGURE 3.7 – Effet du taux d'aluminium sur l'élargissement du spectre d'absorption

3.2.4 Détermination de l'ARI et des sections efficaces d'absorption optique

La section efficace d'absorption optique représente la probabilité qu'un photon soit absorbé par l'élément considéré. Elle est différente pour chaque élément et son produit par la population du piège, nous donne l'ARI de la fibre. Elle permet donc de faire le lien entre les mécanismes mis en jeu et l'ARI observée expérimentalement. Elle est la somme de la population de chaque piège multipliée par la section efficace correspondante, soit pour une longueur d'onde

$$ARI(\lambda) = \sigma_{si,\lambda}(n_{si} + p_{si}) + \sum_{k=0}^3 \sigma_{k,\lambda} n_k \quad (3.22)$$

D'après la littérature, nous pouvons estimer que les deux sections efficaces optiques prédominantes sont celles de l'aluminium et de l'erbium, pour les longueurs d'onde d'intérêt. En effet, les pièges liés au germanium sont principalement situés dans l'UV et ont donc une section efficace négligeable dans l'infrarouge. Ayant à disposition des fibres dont certaines concentrations sont nulles, nous avons dans ce cas une seule espèce prédominante qui va induire un seul type de défaut. Il est alors possible d'extraire les sections efficaces des pièges correspondants. Le tableau 3.2 montre l'ensemble des fibres qui ont permis de déterminer les sections efficaces liées à l'aluminium et à l'erbium.

Fibres	Concentration Al (%wt)	Concentration Er (ppm)	Paramètre mesuré
BEF_{1W}	0-2	0	σ_{p2}
BEF_{2W}	6-8	0	σ_{p2}
NP_{Si}	0	120	σ_{n0}
NP_{Si+}	0	193	σ_{n0}

TABLE 3.2 – Description des fibres utilisées pour le calibrage des sections efficaces d’absorption.

3.2.5 Bilan

Nous synthétisons dans le tableau 3.3 l’ensemble des paramètres constituant notre modèle ainsi que leurs valeurs numériques. En effet, seules les valeurs des concentrations des sites précurseurs ainsi que le débit sont des valeurs variables et qui dépendent des conditions d’irradiations et de la composition de la fibre.

Paramètres	Description	Valeurs	Unités	Ajustement
$P_{Si} = N_{Si}$	Précurseurs de pièges de la silice	$1 \cdot 10^{19}$	cm^{-3}	Fixe
$B_{Si} = A_{Si}$	Taux d’interaction avec p	$1 \cdot 10^{-14}$	$\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	Fixe
$\sigma_{Si,980}$	S.E.A des pièges de la silice à 980 nm	$1 \cdot 10^{-25}$	cm^2	Fixe
$\sigma_{Si,1550}$	S.E.A des pièges de la silice à 1550 nm	$1 \cdot 10^{-25}$	cm^2	Fixe
N_1	Précurseurs de pièges de n_1	$\propto N_{Ge}$	cm^{-3}	Variable
A_1	Taux d’interaction avec n	$1 \cdot 10^{-14}$	$\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	Fixe
$\sigma_{1,980}$	S.E.A de n_1 à 980 nm	$1 \cdot 10^{-25}$	cm^2	Fixe
$\sigma_{1,1550}$	S.E.A de n_1 à 1550 nm	$1 \cdot 10^{-25}$	cm^2	Fixe
N_0	Précurseurs de piège n_0	$\propto N_{Er}$	cm^{-3}	Variable
$A_0 = B_0$	Taux d’interaction avec n et p	$1 \cdot 10^{-14}$	$\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	Fixe
$\sigma_{0,980}$	S.E.A de n_0 à 980 nm	$3,6 \cdot 10^{-20}$	cm^2	Fixe
$\sigma_{0,1550}$	S.E.A de n_0 à 1550 nm	$1,3 \cdot 10^{-20}$	cm^2	Fixe
P_2	Précurseurs de piège p_2	$\propto N_{Al}$	cm^{-3}	Variable
B_2	Taux d’interaction avec p	$1 \cdot 10^{-14}$	$\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	Fixe
$\sigma_{2,980}$	S.E.A de p_2 à 980 nm	$38,5 \cdot 10^{-20}$	cm^2	Fixe
$\sigma_{2,1550}$	S.E.A de p_2 à 1550 nm	$12,8 \cdot 10^{-20}$	cm^2	Fixe
C	Paramètre interpiège	$1,7 \cdot 10^{-20}$	$\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	Fixe
g	Débit de dose	$\propto \dot{D}$	$\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$	Variable

TABLE 3.3 – Paramètres du modèle de dégradation.

3.3 Validation du modèle : estimation quantitative de l’Absorption Radio Induite

Maintenant que nous décrivons les paramètres du modèle de dégradation, nous proposons de confronter ce dernier aux résultats expérimentaux obtenus. Cette comparaison portera sur l’ensemble des fibres à disposition suivant leurs concentrations et leurs dopants. Avant d’exposer ces résultats, nous allons décrire le protocole suivi afin d’obtenir des mesures d’ARI.

3.3.1 Mesure expérimentale de l'ARI en ligne

3.3.1.1 Banc expérimental

Sur le plan expérimental, une partie importante de mon travail de thèse a été d'améliorer le banc de test permettant la mesure de la dégradation des fibres. En effet, le but était de réaliser un banc automatisé afin de mesurer l'effet des irradiations sur différentes configurations d'éclairement possibles. La figure 3.8 représente de façon synthétique le banc expérimental développé afin de mesurer la dégradation simultanée des fibres selon les trois configurations suivantes :

- la configuration *Amplificateurs Allumés* : 4 diodes de pompe indépendantes sont utilisées (afin de garantir une puissance de pompe nécessaire à l'entrée de l'amplificateur), et une diode laser 1550 nm, dont la puissance est divisée par 4, puis couplée au laser 980 nm grâce à 4 multiplexeurs. Les diodes de pompe sont allumées en permanence afin que les fibres, en configuration amplificateur, puissent bénéficier de la guérison optique ;
- la configuration *Amplificateurs Eteints + ARI* : une seule diode de pompe et un laser 1550 nm sont couplés grâce à un multiplexeur. Un switch oriente les signaux optiques vers les fibres coupées à la longueur optimale. Deux points de mesures sont faits sur un même échantillon, l'un pour la configuration amplificateur l'autre, pour la configuration ARI. Les sources sont allumées uniquement pendant le temps de la mesure ;
- la Configuration *ARI* : il s'agit des mêmes lasers à 980 nm et à 1550 nm qui sont atténués pour être en régime petit signal (où l'absorption ne dépend pas de la puissance optique). Le switch oriente les signaux vers les fibres dont les longueurs ont été rigoureusement choisies afin d'être dans la dynamique de mesure jusqu'à la fin des irradiations.

Suite à un étalonnage de notre banc, nous estimons l'erreur de mesure de l'ordre de $\pm 0,2$ dB. Cette erreur est principalement due à la manutention des fibres pendant les irradiations, mais également aux effets de commutation des switches.

Le banc décrit précédemment permet d'obtenir une mesure quantitative de l'atténuation causée par les irradiations. Afin d'obtenir une ARI représentative et non influencée par la guérison optique, nous travaillons avec des puissances optiques faibles ($P_{in} = -25$ dBm). Cela permet à la fois d'être en régime d'absorption petit-signal pour les fibres dopées, mais également d'éviter une guérison optique lors de l'interrogation. Il existe un autre point important : la longueur de fibre de l'échantillon L_{ech} . En effet, cette longueur doit être choisie judicieusement, car il existe un compromis entre la sensibilité de la fibre aux radiations et la limite de détection du système de mesure, liée au courant d'obscurité I_{obs} de la photodiode. La puissance optique P_{out} mesurée, en dBm, en sortie du montage peut être estimée avec la formule suivante :

$$P_{out} = P_{in} - (\alpha_{\lambda}L_{ech} + ARI_{\lambda}L_{ech} + PI) \quad (3.23)$$

où PI représente les pertes d'insertion optiques liées au banc expérimental. Ainsi, on choisit la longueur L_{ech} telle que $P_{out} > I_{obs}/\sigma$, σ étant la sensibilité de la photodiode et I_{obs} son courant d'obscurité.

La mesure de la grandeur ARI_{λ} peut être faite en dB.m⁻¹ en fonction du temps et pour les deux longueurs d'onde d'intérêt de la manière suivante :

$$ARI_{\lambda}(t) = \frac{10}{L_{ech}} \log_{10} \left(\frac{P_{out}(t_0, \lambda)}{P_{out}(t, \lambda)} \right) \quad (3.24)$$

où $t_0 < t$ est le début de l'irradiation.

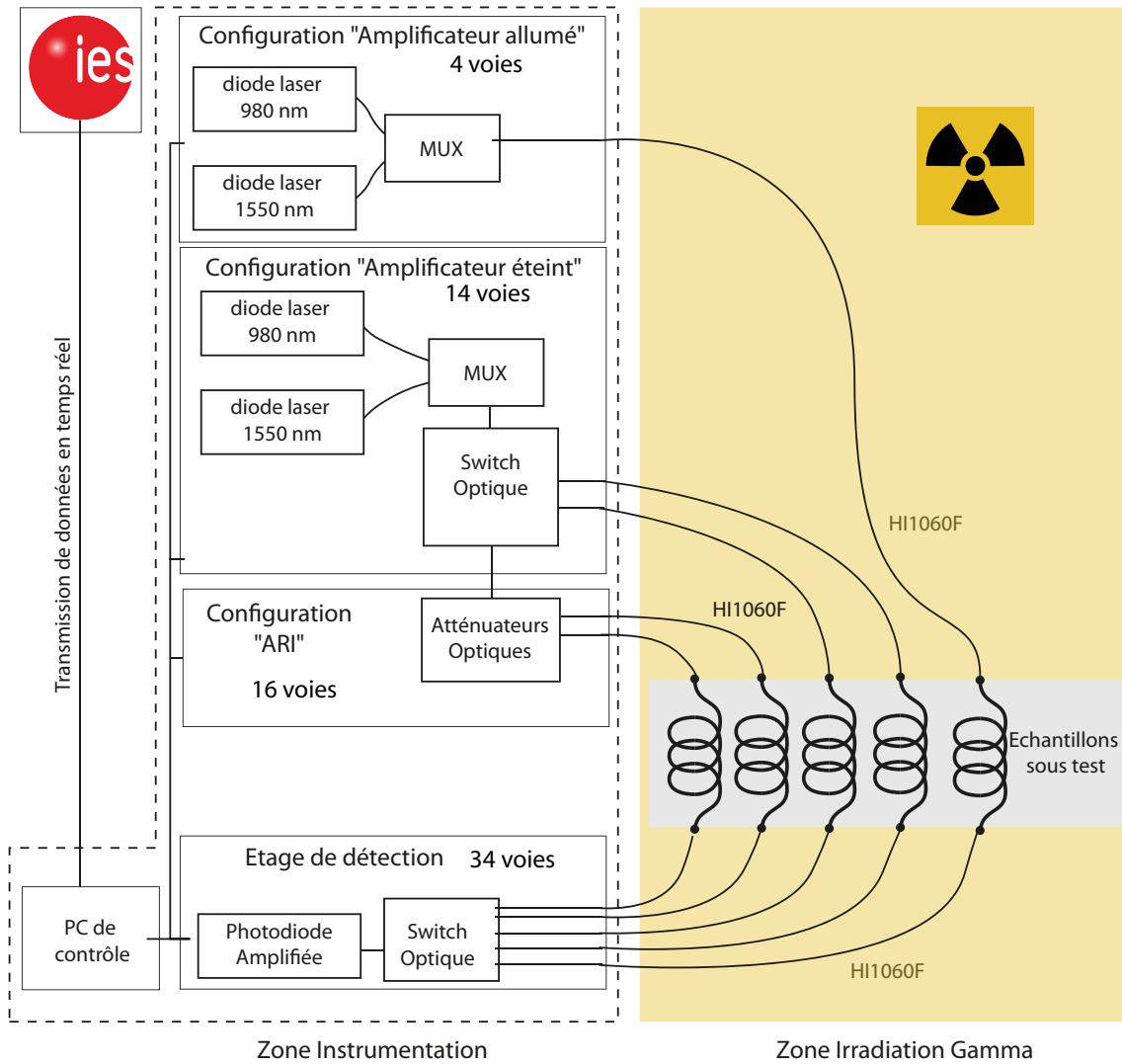


FIGURE 3.8 – Schéma du banc expérimental permettant la mesure en ligne de la dégradation des fibres.

On note que pour réaliser cette mesure, il suffit de mesurer $P_{out}(t)$ puisque seule la fibre dopée est sensible aux irradiations, il suffit de faire le rapport entre $P_{out}(t_0)$ et $P_{out}(t)$, t_0 étant le début de l’irradiation. Ensuite, on normalise l’ARI par la dose déposée, on obtient alors une ARI en $\text{dB.m}^{-1}.\text{Gy}^{-1}$. Cette normalisation peut seulement être effectuée si nous avons un régime linéaire, ce qui est le cas pour l’ensemble des fibres pour les doses déposées (environ 300 Gy). L’effet de saturation de l’ARI n’est observable que pour des doses déposées typiquement de l’ordre de 10 kGy voire plus. Cela permet une comparaison plus aisée des résultats obtenus sur des fibres irradiées dans des conditions similaires, mais pas forcément exactement identiques. En effet, l’écrantage, le vieillissement ou le changement de la source d’irradiation sont autant d’éléments extérieurs qui peuvent apporter une variation sur les mesures.

3.3.2 Confrontation Mesures-Estimation

La comparaison des données expérimentales avec celles du modèle porte sur l’ensemble des fibres de technologies standard et nanoparticules. Il est important de mentionner que les seuls paramètres d’entrée sont les concentrations des dopants. Tous les autres paramètres du modèle décrits précédem-

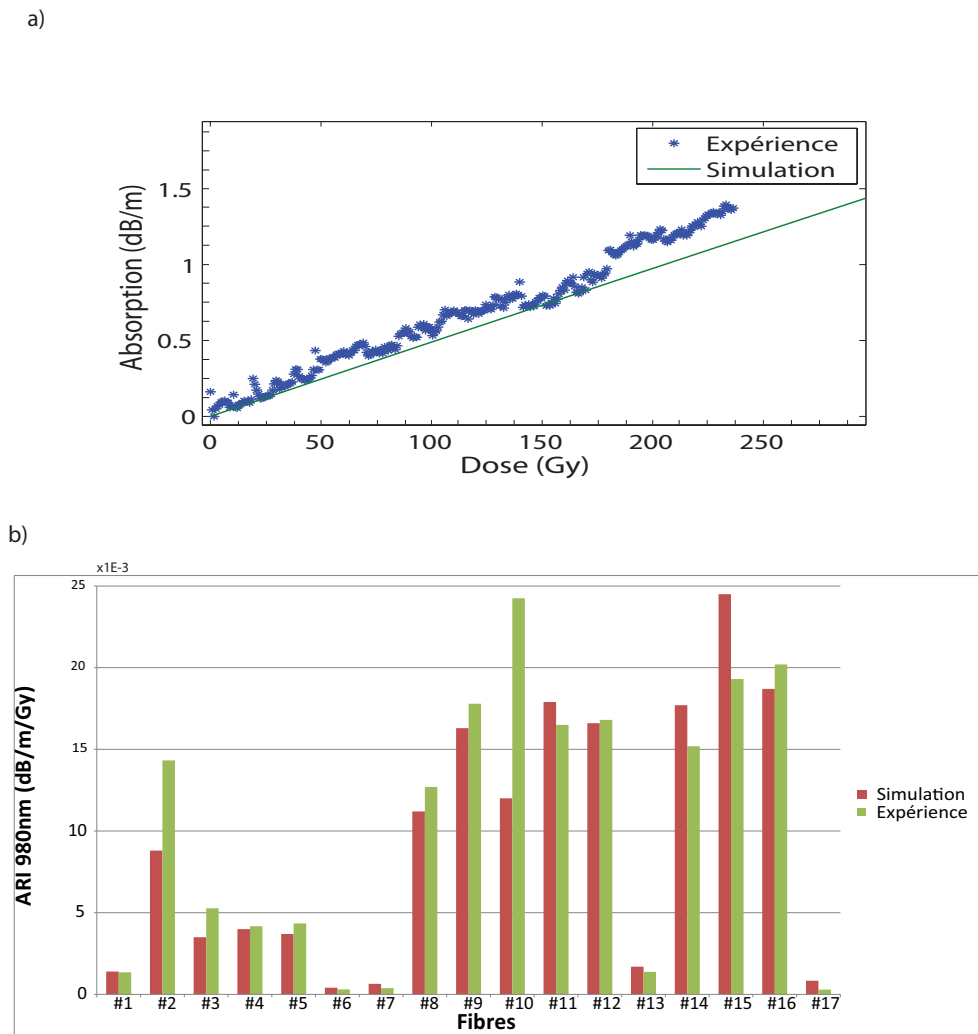


FIGURE 3.9 – (a) Evolution de l’ARI à 980 nm pour une fibre germano-alumino-silicate doppée erbium pour des données expérimentales et de simulation pour un débit de 0,4 Gy/h. (b) Confrontation des données d’ARI en dB/m/Gy à 980 nm pour l’ensemble des fibres à disposition pour un débit de 0,4 Gy/h obtenu sans réajustement de paramètres.

ment restent identiques. Cette confrontation est représentée sur la figure 3.9. D’une part, sur la figure 3.9(a), nous exposons l’évolution de l’ARI à 980 nm pour une fibre mesurée expérimentalement et calculée pour un débit de 0,4 Gy/h. D’autre part, sur la figure 3.9(b), nous avons reporté les valeurs d’ARI à 980 nm en dB/m/Gy pour un débit de 0,4 Gy/h et pour l’ensemble des fibres à disposition. Nous avons reporté en annexe 2, page 155, l’ensemble de la composition des fibres utilisées. En effet, afin d’avoir une confrontation entre les différentes fibres, nous avons également normalisé les valeurs d’ARI. Nous remarquons un bon accord entre les données du modèle et les valeurs expérimentales. Cependant, une étude d’ajustement du paramètre C permettrait d’obtenir des valeurs plus proches des données expérimentales pour les fibres à fortes concentrations d’erbium. En effet, ce paramètre dépendant de la concentration d’aluminium et d’erbium, ne demeure pas fixe pour l’ensemble des échantillons.

Fibres	[Al] (%wt)	[Er] ppm	$\alpha_{1480}/\alpha_{Er}$	$ARI_{980_{exp}}$ ($m^{-1} \cdot Gy^{-1}$)	$ARI_{980_{simu}}$ ($m^{-1} \cdot Gy^{-1}$)	$P_{ARI_{Al}}$	$P_{ARI_{Er}}$
NP_{Si+}	0	190	0,164	$0,87 \times 10^{-4}$	$0,87 \times 10^{-4}$	-	44%
NP_1	0-2	150	0,299	$0,31 \times 10^{-3}$	$0,38 \times 10^{-3}$	87%	13%
NP_4	4-6	1380	0,43	$0,41 \times 10^{-3}$	$0,42 \times 10^{-3}$	59%	41%
BEF_1	0-2	270	0,303	$0,32 \times 10^{-3}$	$0,33 \times 10^{-3}$	80%	20%
BEF_2	6-8	220	0,434	$3,84 \times 10^{-3}$	$4,12 \times 10^{-3}$	84%	16%
BEF_4	6-8	690	0,45	$4,8 \times 10^{-3}$	$4,6 \times 10^{-3}$	69%	31%
BEF_5	6-8	1320	0,439	$4,9 \times 10^{-3}$	$5,01 \times 10^{-3}$	67%	33%

TABLE 3.4 – Composition de l'ARI à 980 nm de différentes fibres suivant la composition chimique

3.3.3 Bilan sur la composition de l'ARI

Comme nous avons pu le constater, il existe une similitude importante entre les données expérimentales et celles trouvées analytiquement. L'atout de ce modèle est donc de pouvoir apporter une information supplémentaire sur la composition de l'ARI. En effet, comme nous avons pu le remarquer l'ARI est la somme de toutes les contributions mais seulement deux sont prépondérantes pour les longueurs d'onde d'intérêt à savoir : celle des pièges P_1 et N_0 qui sont respectivement l'image des pièges de l'aluminium et de l'erbium. De plus nous avons remarqué que seuls les pièges liés à l'aluminium montrent une sensibilité à la guérison optique à 980 nm. Il est donc important de connaître la proportion de piège guérissable. Nous avons reporté dans le tableau 3.4, les valeurs de l'ARI expérimentales et de simulation à 980 nm pour différentes fibres ainsi que la proportion de cette dernière liée à l'aluminium et à l'erbium, calculée de la manière suivante :

$$P_{ARI_{Er}} = 100 \cdot \frac{\sigma_0 n_0}{ARI} \quad (3.25)$$

$$P_{ARI_{Al}} = 100 \cdot \frac{\sigma_1 n_1}{ARI} \quad (3.26)$$

D'après ce tableau 3.4, nous remarquons que pour les fibres fortement dopées en erbium, la signature de la réduction de l'erbium sur la valeur de l'ARI est très importante. Ceci est une information importante dans le raisonnement de concevoir un amplificateur durci ou pour un dosimètre comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

3.4 Introduction de l'aspect de guérison

Comme pour la dégradation, le phénomène de guérison résulte d'une transformation de la matière qui modifie les espèces chimiques présentes par l'apport d'énergie. Cet apport d'énergie peut être optique ou bien thermique. Il doit être suffisamment important pour pouvoir activer la réaction chimique : on parle alors d'énergie d'activation. Chaque espèce a sa propre énergie d'activation E_a qui dépend de la nature de l'espèce mais également de la structure locale qui entoure l'élément.

3.4.1 Phénomène de relaxation

La sensibilité d'un piège au phénomène de relaxation dépend de l'apport d'énergie rapporté à son énergie d'activation. La transformation chimique des éléments amène à consommer les espèces présentes, les réactifs, pour former d'autres espèces appelées produits de réaction. Dans la figure 3.10,

nous nommons R les réactifs et F le produit final. Suivant la nature de l'énergie apportée, il est possible de prendre plusieurs chemins de transformation afin d'obtenir le produit final. Il n'est pas exclu non plus que suivant le procédé utilisé, différentes réactions aboutissent à une même espèce produite. La figure 3.10(a) illustre le chemin emprunté par la réaction avec un apport d'énergie thermique. La figure 3.10(b) montre, quant à elle, le chemin emprunté de façon optique. On peut constater qu'il est possible que l'interaction lumineuse avec l'espèce chimique amène tout d'abord celle-ci dans un état excité R^* avant d'engager une transformation : on parle alors de photoblanchiment. Cependant d'un point de vue macroscopique, nous pouvons considérer une seule étape, celle d'une transition de R vers F .

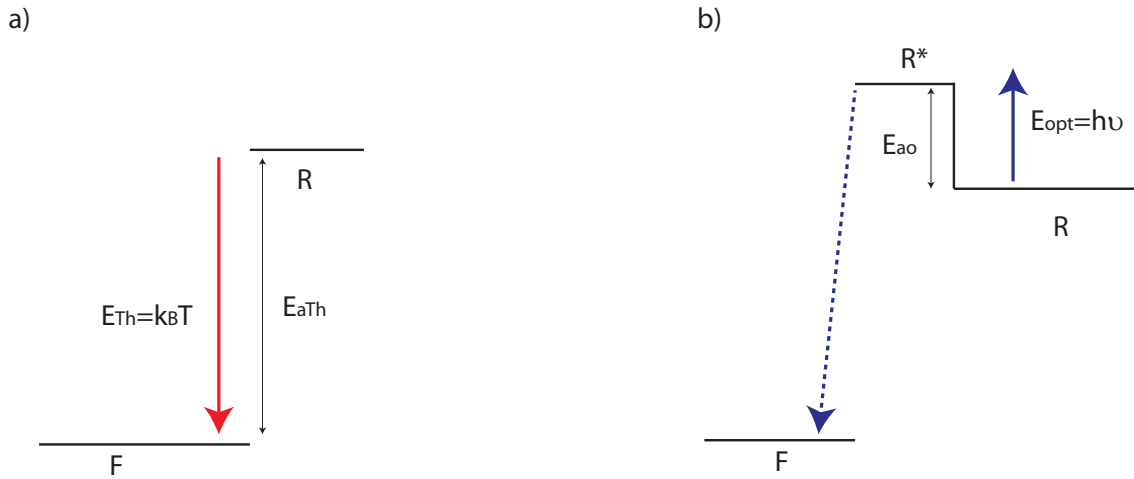


FIGURE 3.10 – Illustration du changement d'espèce chimique (a) par excitation thermique et (b) par excitation optique.

L'énergie mise en jeu permet de savoir si la réaction peut avoir lieu, mais un autre paramètre important est à prendre en compte, il s'agit de la vitesse à laquelle la réaction va se produire. L'étude de la vitesse va nous renseigner sur le temps nécessaire pour créer les espèces produites. Elle permet donc d'émettre des hypothèses sur les mécanismes mis en jeu, mais également d'avoir un aspect qualitatif sur les concentrations des espèces. En première approche, l'évolution temporelle de la concentration des réactifs et des produits peut être décrite par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{dn_R}{dt} = -kn_R \\ \frac{dn_F}{dt} = \frac{dn_R}{dt} \end{cases} \quad (3.27)$$

Avec n_R et n_F , les concentrations des réactifs et des produits et k la constante de vitesse de la réaction.

3.4.2 Point de vue thermique

Dans le cas d'une activation thermique de la réaction, la vitesse de la réaction peut être décrite par plusieurs lois empiriques, dont les lois d'Eyring-Polany et d'Arrhénius [13]. Ces lois montrent que la cinétique de la réaction dépend de la température. Pour notre étude, nous présentons la loi d'Arrhénius, qui offre une visualisation à l'échelle moléculaire de la réaction ainsi qu'une vision macroscopique de la vitesse. Nous appelons k_T la constante de temps de la réaction thermique qui vérifie

$$k_T = k_{T1} \exp\left(\frac{E_a T}{k_B T}\right) \quad (3.28)$$

où E_{aT} est l'énergie d'activation thermique en eV, $k_B = 8,610^{-5}$ eV.K $^{-1}$ est la constante de Boltzmann et k_{T1} le facteur de fréquence. Ce dernier dépend de la pression : il est supposé constant pour un matériau et pour des conditions d'utilisations données et pour une plage de températures.

3.4.3 Point de vue optique

Concernant une réaction activée optiquement, la vitesse de la réaction fait intervenir différents paramètres optiques comme la longueur d'onde, la puissance optique et la section efficace. Cette constante de temps peut être définie de la façon suivante [14, 15] :

$$k_O = k_{O1} \exp\left(\frac{E_{aO} - h\nu}{\Delta}\right) \quad (3.29)$$

où E_{aO} l'énergie d'activation optique, $h = 4,13 \cdot 10^{-15}$ eV.s la constante de planck, ν la fréquence optique et Δ la largeur de bande du piège. Le paramètre k_{O1} est défini de la façon suivante :

$$k_{O1} = \sigma_A \phi_{opt}^\beta \quad (3.30)$$

Ici σ_A représente la section efficace d'absorption optique de l'espèce A , ϕ_{opt} le flux optique (comme nous avons pu le déterminer dans le chapitre 1) et β le nombre de photons mis en jeu.

3.4.4 Mise en équation du modèle

Compte tenu des résultats qualitatifs obtenus dans le chapitre précédent, nous avons pu constater qu'une seule espèce chimique est directement sensible au phénomène de relaxation. Cela s'explique par le fait que les valeurs d'énergie apportées (thermique ou optique) sont suffisamment importantes pour interagir avec un seul défaut. En effet, seuls les pièges à trous liés à l'aluminium sont sensibles à une guérison. Les pièges liés au germanium ou à l'erbium semblent quant à eux avoir des énergies d'activation trop grandes et ne sont donc pas sensibles aux énergies apportées. Dans la suite de ce document, nous envisageons donc seulement une relaxation sur les pièges à trous liés à l'aluminium. Il est important de remarquer que pour cette étude nous nous sommes focalisés sur la guérison optique et que seule la guérison thermique à température ambiante a été considérée. Pour cette raison, il est difficile de déterminer les énergies d'activation thermique de ces pièges. Compte tenu des puissances optiques mises en jeu, il semble également que la guérison de nature thermique soit beaucoup moins importante que la guérison optique. Le mécanisme thermiquement activé, à température ambiante, sera donc considéré comme négligeable devant un éclaircissement optique constant pour une puissance de l'ordre du mW. En reprenant les équations (3.29) et (3.28) et les évolutions de populations décrites à la section précédente, nous pouvons écrire la variation temporelle de p_2 :

$$\frac{dp_2}{dt} = \frac{g}{B_{si}P_{si} - B_2P_2} B_2(P_2 - p_2) - Cp_2n_0 - k_Tp_2 - k_Op_2 \quad (3.31)$$

Nous pouvons constater dans cette relation que nous retrouvons les deux mécanismes de la dégradation et de la guérison. Pour l'étude de la cinétique de guérison, nous travaillons exclusivement sur des fibres préalablement irradiées. Nous aurons une certaine quantité d'espèces p_2 produites lors des irradiations p_{20} est répartie suivant une énergie d'activation décrite par une fonction $x(E)$. Nous avons alors une distribution :

$$p_{20}(E) = p_{20}x(E) \quad (3.32)$$

Il est possible de déterminer la concentration de p_2 en fonction du temps au cours d'un éclaircissement optique via l'expression [14, 15]

$$p_2(E, t, P_{opt}) = p_{20}(E) \exp(-k_o t) \quad (3.33)$$

Afin d'obtenir l'ARI, nous calculons l'intégrale de $p_2(E, t, P_{opt})$

$$p_2(t, P_{opt}) = \int_0^{\infty} p_{20}(E) dE \quad (3.34)$$

La figure 3.11 illustre la distribution de la population p_2 en fonction de l'énergie en fonction du temps matérialisé par la fonction H . Le tableau 3.5 rassemble l'ensemble des paramètres utiles à la guérison optique.

Paramètres	Description	Unités
E_{aO}	Énergie d'activation optique du piège	eV
Δ	largeur de bord de bande	eV
$\sigma_{2,980}$	section efficace d'absorption du piège	cm ²
$\phi_{opt,980}$	flux optique	cm ⁻³ .s ⁻¹
β	nombre d'interaction de photons	1

TABLE 3.5 – Paramètres du modèle de guérison optique.

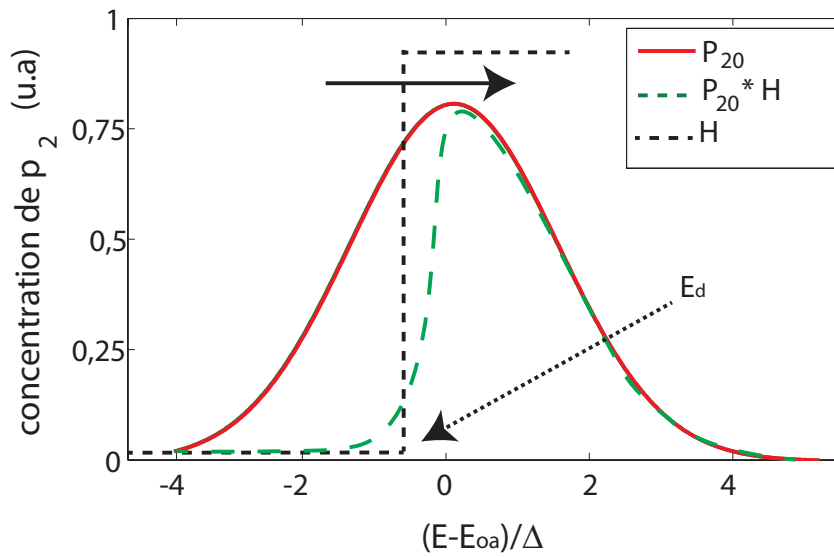


FIGURE 3.11 – Illustration de l'évolution de la distribution $p_{20}(E)$ au cours du temps. La fonction H symbolise l'avancement temporel et E_d l'énergie de démarcation décrite dans la section suivante 3.5.3.

3.5 Caractérisation des paramètres de guérison optique : Application du modèle VAREPA (VARIABLE REACTION PATHWAY)

Comme nous avons pu le voir précédemment, la matrice vitreuse est une structure désordonnée ce qui tend à modifier localement les propriétés des éléments. L'absorption optique peut alors être représentée par une bande d'absorption plus ou moins large, compte tenu du caractère amorphe de la silice. Il en va de même pour l'énergie d'activation, qui se trouve légèrement modifiée pour chaque élément d'une espèce chimique : on parle alors d'énergie d'activation distribuée. Pour cette raison, B.

Poumellec et M. Lancry ont élaboré une approche permettant de déterminer expérimentalement la distribution de cette énergie [14]. Elle décrit les cinétiques d'inscription (d'irradiation) et d'effacement (guérison) suivant l'évolution des populations mises en jeu. Initialement, cette approche décrit l'évolution de la population sous l'effet de l'élévation de température. Cependant, une adaptation avec un effet optique peut également être considérée [15]. Cette approche reste néanmoins valable seulement si certaines hypothèses sont respectées, à savoir :

- une réaction optiquement activée ;
- une réaction de premier ordre, donc exponentielle (un seul photon est mis en jeu lors du processus) ;
- l'obtention d'une énergie d'activation optique distribuée.

Nous allons voir en détails, dans la suite de ce document, les différents points énumérés afin de valider cette approche pour notre mécanisme de guérison.

3.5.1 Réaction optiquement activée

3.5.1.1 Influence de la longueur d'onde

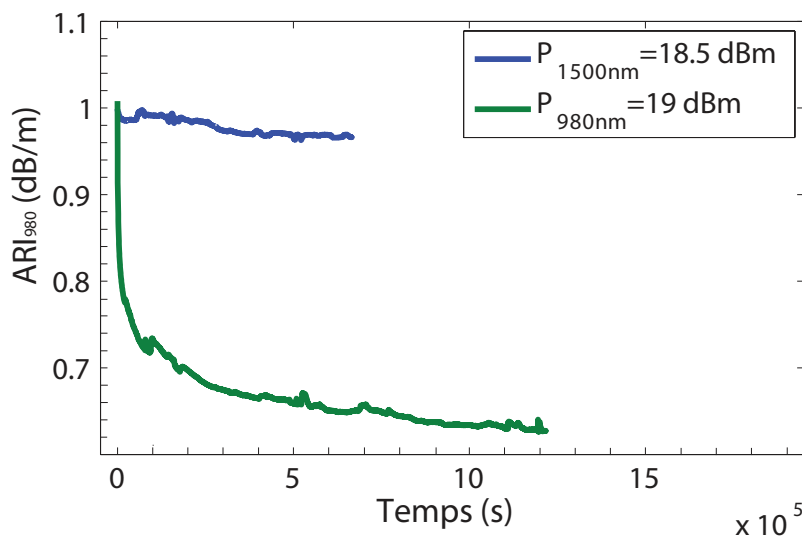


FIGURE 3.12 – Evolution de l'ARI à 980 nm sous éclairage optique à puissance constante pour deux longueurs d'onde différentes 980 nm et 1550 nm pour une fibre alumino-silicate passive.

Le choix de la longueur d'onde d'activation de la réaction est important. En effet, compte tenu de la relation de Planck permettant de définir l'énergie véhiculée par un photon $E_{opt} = \frac{h \cdot c}{\lambda}$, l'énergie apportée est inversement proportionnelle à la longueur d'onde. Pour notre étude, nous avons réalisé des tentatives de guérison aux deux longueurs d'onde d'intérêt, 980 nm et 1550 nm. Ce choix est d'abord technique, car ce sont les deux lasers dont nous disposons pour notre étude. Ceci permet de comparer l'effet de la guérison à ces deux longueurs d'onde sur une fibre dépourvue d'erbium.

La figure 3.12 représente l'évolution de l'ARI en fonction du temps pour des éclairages aux longueurs d'ondes de 980 nm et 1550 nm. Les niveaux de puissances sont similaires et d'environ 70 mW sur des tronçons de fibres irradiés dans des conditions identiques, et de mêmes longueurs. Nous pouvons constater que la guérison à 1550nm est négligeable devant celle obtenue pour un éclairage à 980nm. Ceci s'explique par le fait que la section efficace des pièges est beaucoup plus faible à 1550 nm qu'à

980 nm, c'est à dire généralement 3 à 4 fois moins importante : l'interaction est donc moins forte. Pour obtenir une meilleure sensibilité à la guérison, il serait donc intéressant de tester des guérisons associées à des sections efficaces plus élevées, en se rapprochant du pic d'absorption du piège soit (environ 600 à 700 nm). Cette étude a permis de mettre en évidence le fait qu'une seule réaction optiquement activée est engagée dans les fibres actives. En effet, dans les fibres actives, l'éclairement à 980 nm va créer également de la fluorescence autour de 1550 nm : on peut alors négliger la guérison pour cette dernière longueur d'onde.

3.5.1.2 Influence de la puissance optique : notion d'énergie déposée

Afin d'étudier l'influence de la puissance optique, nous choisissons la fibre BEF_{2W} . En effet, d'une part, celle-ci est le siège d'une grande quantité de pièges, ce qui optimise les conditions d'étude de la guérison. D'autre part, elle ne contient pas d'ion erbium et l'on ne s'expose de fait pas aux problèmes de saturation d'absorption qui leur sont associés. La figure 3.13(a) montre l'évolution de l'ARI en

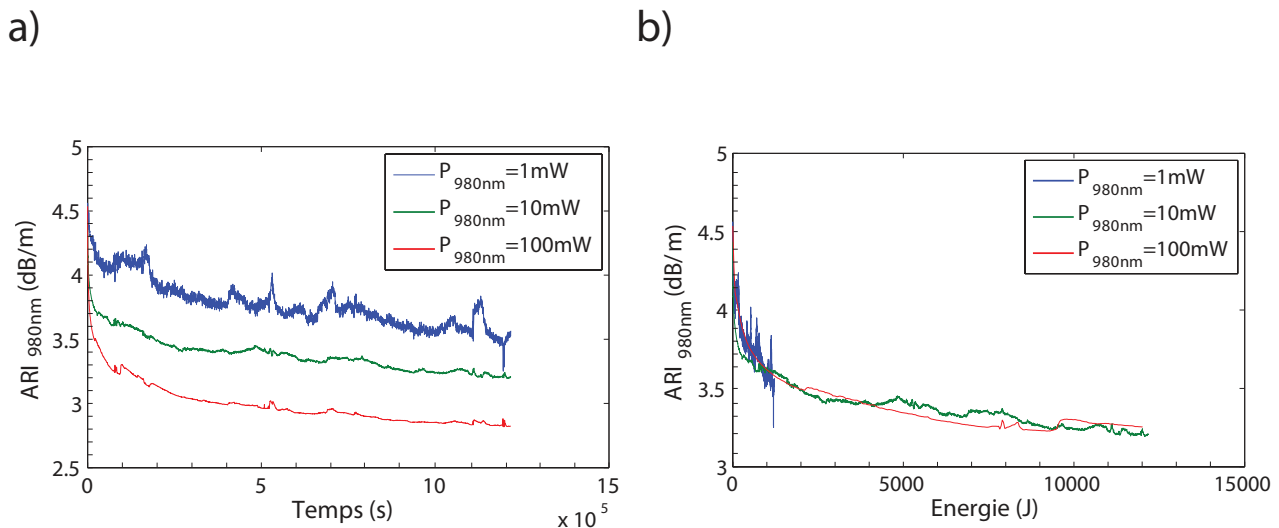


FIGURE 3.13 – ARI sous éclairage optique à 980 nm pour une fibre alumino-silicate passive BEF_{2W} (a) en fonction du temps, (b) en fonction de l'énergie déposée.

fonction du temps pour 3 puissances optiques d'éclairement à 980 nm. Premièrement, nous constatons que l'effet de la guérison optique n'est pas immédiat, ce qui laisse supposer l'existence d'une étape intermédiaire entre le produit et les réactifs ou d'envisager alors une réaction en deux étapes de la forme suivante : $R \rightarrow R^* \rightarrow F$. Avec un phénomène d'excitation optique $R \rightarrow R^*$ qui est très rapide alors que la transition $R^* \rightarrow F$ peut être beaucoup plus lente. Deuxièmement, nous pouvons observer que l'ARI suit une allure d'exponentielle décroissante avec des temps caractéristiques différents suivant la puissance mise en jeu : plus la puissance optique est importante et plus l'ARI diminue rapidement. Cependant, nous remarquons que la puissance n'est pas le seul paramètre à prendre en compte. En effet, les résultats de la figure 3.13(b) qui décrit l'évolution de l'ARI en fonction de l'énergie déposée, montrent que le temps d'éclairement est un paramètre important. Les trois courbes sont presque confondues, ce qui permet de conclure à une dépendance de l'évolution de l'ARI en fonction de l'énergie de guérison.

3.5.2 Interaction à un photon

Intéressons-nous maintenant aux propriétés corpusculaire de la lumière. En effet le mécanisme de guérison mis en jeu optiquement fait intervenir le nombre de photons nécessaires à la réaction. Il s'agit donc de déterminer le nombre de particules employées afin de créer une entité. Du fait de la distribution de l'énergie d'activation, il n'est pas chose facile de déterminer le mécanisme d'absorption. Cependant, en suivant l'approche décrite par B. Poumellec, il est possible de déterminer ce nombre de photons en étudiant l'évolution temporelle de l'ARI afin d'obtenir une certaine concentration (ou ARI) en fonction du logarithme de la puissance injectée P . En effet, comme il est décrit dans [15], il est possible de décrire l'évolution de la concentration des réactifs n de la façon suivante : $n = f(P^\beta.t)$ où β représente le nombre de photons impliqués. Il est alors possible, d'après les trois courbes de guérison optiques, de déterminer un temps t_m pour lequel la concentration des réactifs est identique comme le montre la figure 3.14 (b). En prenant le logarithme de notre fonction on peut alors d'obtenir une régression linéaire du type : $\ln(\frac{1}{t_m}) = \ln(\frac{n_{A0}\sigma_A}{n_A}) + \beta.\ln(\phi_{opt})$.

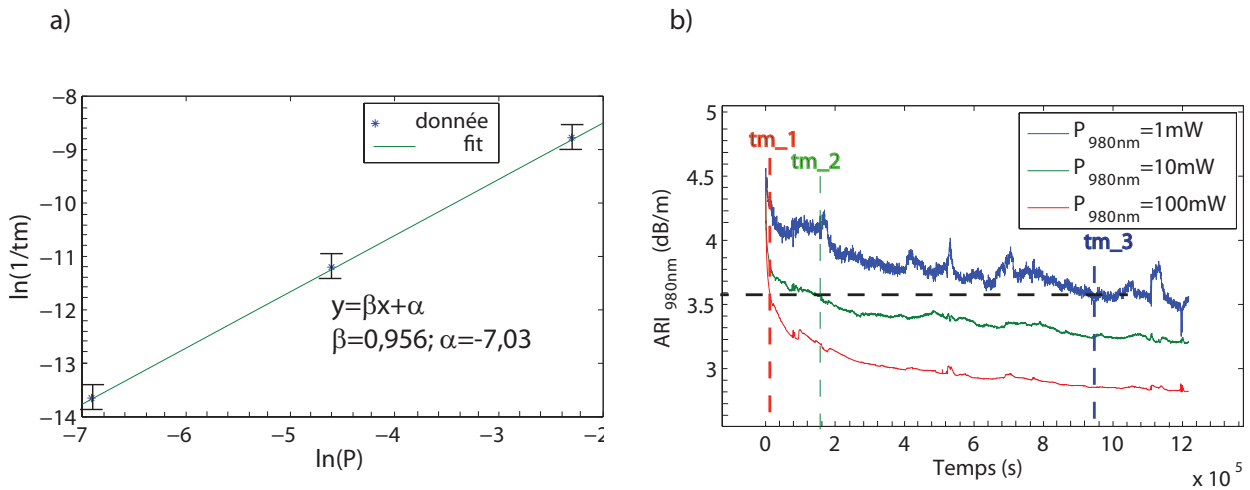


FIGURE 3.14 – (a) Inverse du temps t_m nécessaire pour d'obtenir une certaine valeur d'ARI sous éclairnement lumineux en fonction de la puissance lumineuse P_{opt} en échelle logarithmique. (b) Illustration d'un point de mesure de t_m en fonction des trois puissances optiques d'éclairément.

La fig.3.14(a) montre l'évolution de $\ln(\frac{1}{t_m})$ en $\ln(\phi_{opt})$ fonction de pour une fibre ne contenant que de l'aluminium, et ne mettant donc en jeu q'une seule réaction. Nous observons une droite avec une pente β d'une valeur proche de 1. Ceci permet de déterminer le mécanisme de guérison mis en jeu : une interaction à un photon. Compte tenu de ce résultat, il est possible d'étudier les cinétiques de guérison pour différentes puissances optiques en fonction d'une énergie appelée énergie de démarcation.

3.5.3 Détermination de l'énergie de démarcation et activation de la réaction

L'énergie de démarcation est une notion purement mathématique qui définit de façon binaire le déclenchement d'une réaction. Elle peut être assimilée à une fonction Heaviside définie alors par :

$$H(E) = \begin{cases} 0 & si E_{opt} < E_d \\ 1 & si E_{opt} > E_d \end{cases} \quad (3.35)$$

Avec E_{opt} l'énergie optique apportée et E_d l'énergie de démarcation calculée à l'abscisse du point d'inflexion de $H(E)$ pour $\frac{\partial^2 H}{\partial E^2} = 0$. Nous avons alors :

$$E_d = E_{opt} \cdot \ln(k_o \cdot t) \quad (3.36)$$

Bien sûr, la fonction de commutation est une approche simpliste, car physiquement aucune réaction n'apparaît aussi brutalement suivant l'énergie apportée. Néanmoins, ce concept permet de décrire mathématiquement le déclenchement de la réaction. Comme nous pouvons le constater dans l'équation 3.36, la fonction E_d est dépendante du temps. Elle va permettre de guérir les espèces de basses énergies en se déplaçant vers les plus hautes. Il est donc important de constater une dépendance de la guérison suivant l'énergie optique déposée au cours du temps.

3.5.4 Distribution de l'énergie d'activation ou de l'énergie cumulée : notion de courbe maîtresse

La détermination de la distribution de l'énergie d'activation se fait généralement par des expériences de recuit thermique isochrone ou isotherme. Il s'agit d'obtenir l'évolution de la population des espèces chimiques suivant différentes températures sur un même intervalle de temps, ou pour une même température sur différents intervalles de temps. Dans notre cas, l'apport d'énergie étant optique, nous allons faire varier la puissance optique pour une même longueur d'onde et pour une même durée de guérison. Généralement trois puissances différentes sont nécessaires. On trace alors l'évolution de ces populations normalisées en fonction de l'énergie de démarcation. Il y a donc une superposition des ces trois courbes et la courbe résultante obtenue est appelée courbe maîtresse. C'est en dérivant l'équation de cette courbe qu'il est possible d'obtenir la distribution de l'énergie d'activation : la courbe maîtresse peut être expliquée analytiquement par différentes fonctions de distribution. Pour notre étude, nous avons utilisé la fonction sigmoïde qui peut être définie de la façon suivante :

$$S(E_d) = \frac{1}{(1 + \exp(\frac{E_d - E_{aO}}{\Delta}))} \quad (3.37)$$

Il est alors possible de déterminer la fonction de distribution en calculant la dérivée de $S(E)$:

$$x(E_d) = \frac{1}{\Delta} \frac{\exp(\frac{E_d - E_{aO}}{\Delta})}{(1 + \exp(\frac{E_d - E_{aO}}{\Delta}))^2} \quad (3.38)$$

où E_{aO} est la valeur de l'énergie d'activation optique et Δ la largeur de la répartition. On trouve alors que la répartition de la concentration de l'espèce p_2 suit une forme de cloche en fonction de l'énergie d'activation : nous approximons donc cette répartition par une gaussienne centrée autour d'une énergie d'activation E_{aO} et de largeur σ_{Ea} .

La figure 3.15(a) montre la courbe maîtresse pour la fibre BEF_{2W} et la fonction sigmoïde résultante. La figure 3.15(b) quant à elle montre la dérivée de la sigmoïde ainsi que la fonction gaussienne correspondante. Il se trouve que les valeurs expérimentales trouvées de l'énergie d'activation semblent être relativement grandes et quelles représentent non pas une énergie d'activation mais un coût énergétique au quel cas un facteur d'efficacité est à prendre en compte afin d'obtenir une vraie valeur de l'énergie d'activation. Nous pouvons observer que l'ordre de grandeur des énergies obtenues sont assez conséquentes (10-40 eV) ce qui est relativement élevé pour des barrières énergétiques. Il est donc préférable d'utiliser le terme de coût énergétique correspondant au fait qu'une seule partie de l'énergie optique déposée à 980 nm est utilisée. Il existe donc une notion de facteur d'efficacité par rapport à la longueur d'onde d'utilisation. Les résultats obtenus montrent donc l'image de la guérison optique et par ce fait de l'existence d'une énergie d'activation

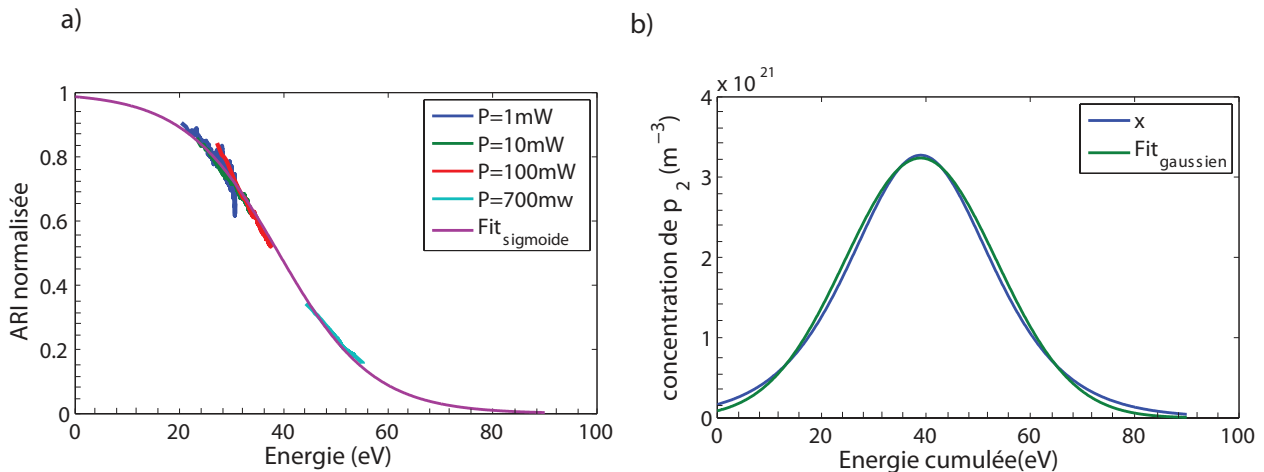
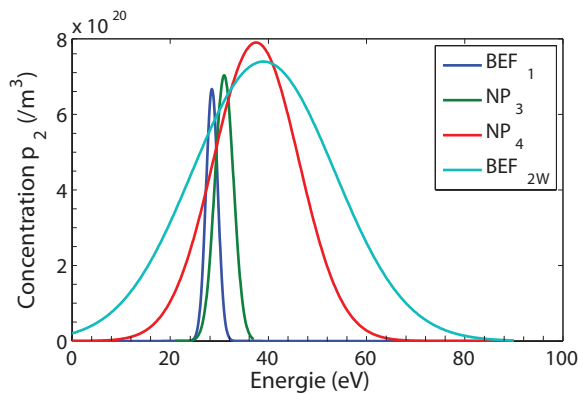


FIGURE 3.15 – (a) Représentation de la courbe maîtresse effectuée pour une guérison avec quatre puissances différentes pour la fibre BEF_{2W} . (b) Représentation de la fonction de distribution dérivée de la courbe maîtresse et de l’approximation par une fonction gaussienne.

3.5.5 Evolution de la distribution en fonction de la concentration des précurseurs



Fibres	Concentrations	
	Er (ppm)	Al (%wt)
BEF ₁	280	<1
NP ₃	140	1-3
NP ₄	320	3-5
BEF _{2W}	0	>6

FIGURE 3.16 – (a) Distribution de la population du piège p_2 en fonction de l’énergie cumulée pour quatre fibres à compositions différentes. (b) Description des quatre fibres étudiées. La largeur de la distribution paraît augmenter avec la concentration d’aluminium.

Maintenant que nous connaissons la distribution du piège en fonction de l’énergie d’activation, il est intéressant de comprendre comment évolue cette distribution avec la concentration du dopant responsable de ce type de piège. Pour cette raison, nous avons répété le protocole expérimental détaillé précédemment afin de déterminer la distribution pour quatre fibres avec des concentrations d’aluminium différentes. Les fibres étudiées ont été choisies avec des concentrations d’erbium comprises dans le même ordre de grandeur afin d’avoir une absorption similaire pour chaque échantillon. De plus, chaque fibre a été irradiée dans les mêmes conditions, à savoir un dépôt de dose et un débit identique. La figure 3.16(a) représente les différentes distributions obtenues. Nous pouvons observer que la largeur de la distribution ainsi que l’espérance varient en fonction des fibres et donc de la concentration d’aluminium. Nous avons reporté sur le tableau 3.16(b) les concentrations de chaque dopant constituant les fibres. Comme nous pouvons le constater, plus la concentration en aluminium augmente plus la distribution s’élargit et tend à se décaler vers les plus hautes énergies. En effet, l’augmentation de

la quantité d'aluminium va engendrer plus de défauts.

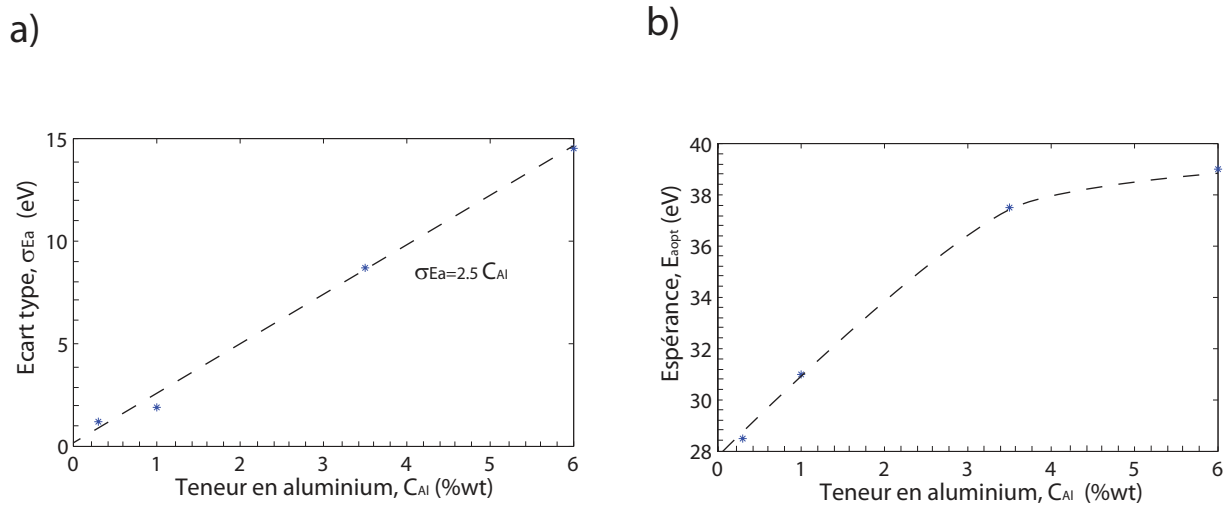


FIGURE 3.17 – Représentation des paramètres des gaussiennes obtenues expérimentalement en fonction du taux d'aluminium (a) Valeur de l'écart type. (b) Valeur de l'espérance mathématique.

Il est alors intéressant d'analyser l'évolution de l'espérance mathématique de la gaussienne ainsi que son écart type en fonctions de la concentration d'aluminium. Nous pouvons voir sur la figure 3.17(a) que l'évolution de la largeur de la gaussienne est linéaire en fonction de la concentration (au moins pour une concentration de 1 à 6 %wt d'Al). Concernant la figure 3.17(b), qui représente l'évolution de la position du maximum de la gaussienne en fonction de la teneur en aluminium, nous pouvons observer deux régimes :

- un régime linéaire entre 0 et 3,5 %wt d'aluminium ;
- un régime supposé de saturation au delà de 3,5 %wt d'aluminium.

Il serait pertinent de suivre le même protocole sur des fibres avec des concentrations différentes afin d'obtenir une évolution plus précise. Cependant, ceci n'a pas été effectué faute de temps et de fibres irradiées disponibles, nous n'avons pas pu mener cette étude, mais elle constitue une perspective intéressante de ces travaux.

3.6 Validation du modèle complet

Maintenant que nous avons présenté les différents paramètres permettant d'introduire la guérison sur des fibres, nous proposons de confronter des résultats de simulation et des données expérimentales afin de valider l'ensemble du modèle de dégradation. Dans cette section, nous exposerons exclusivement des résultats assimilables à des morceaux de verres. L'aspect d'absorption linéique n'est donc pas pris en compte et sera abordé dans le chapitre suivant. Pour les données expérimentales, afin de s'affranchir de ce phénomène, nous avons travaillé avec des échantillons relativement courts afin d'avoir une absorption totale sur le tronçon inférieure à 2 dB. Nous présenterons d'abord des résultats pour des fibres préalablement irradiées où seul un traitement de guérison post irradiation sera apporté. Puis nous verrons ensuite l'aspect de compétition entre la dégradation et la guérison.

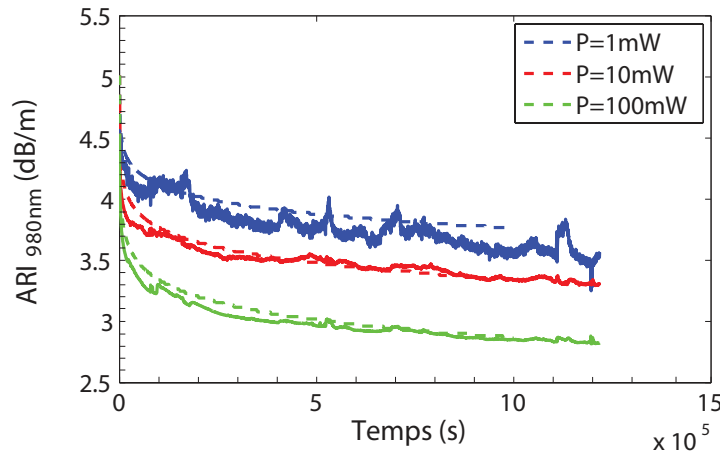


FIGURE 3.18 – Exemple d'évolution de l'ARI post irradiation pour différentes puissances injectées, pour la fibre BEF_{2W} : ARI simulée (traits pointillés) et mesurée (trait plein) .

3.6.1 Application d'un éclairage post-irradiation

La figure 3.18 représente l'évolution de l'ARI à 980 nm en fonction du temps pour trois puissances optiques différentes mesurée et simulée. Nous donnons pour une même puissance optique une allure similaire pour les deux approches. Cela permet de valider le modèle de guérison optique à 980 nm et pour une plage de puissance comprise entre le mW et le W. En effet, si la puissance est plus petite, il n'est pas garanti que le mécanisme de guérison thermique apporté soit moins important que la guérison optique. Concernant les puissances plus grandes que le W, il est également possible que l'énergie optique absorbée engendre une relaxation par phonon et se traduise par une élévation de température dans le cœur de la fibre de façon significative. En effet, de par les puissances utilisées, nous avons pu calculer qu'une puissance de 200 mW augmente la température (de façon proportionnelle) de 15 °C tout au plus par rapport à la température ambiante (cf annexe page 151). Il serait donc opportun de faire intervenir cette contribution thermique si les puissances sont plus élevées.

La figure 3.19 représente l'évolution de l'ARI pour une fibre présentant des concentrations d'aluminium et d'erbium différentes. Cela permet de constater que, compte tenu d'un taux d'aluminium deux fois plus faible la distribution de la densité d'états du piège p_2 est moins large. De plus, comme la présence d'erbium introduit la conformation divalente de cette espèce, nous obtenons une ARI minimale non guérissable assimilable à la présence de cet ion.

Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la mise en place d'un modèle permettant de simuler la dégradation du verre sous irradiation en prenant en compte la composition du cœur de la fibre. Il a été élaboré en s'appuyant, d'une part, sur une analyse spectroscopique et une étude bibliographique des défauts, et d'autre part d'après des modèles existants mais incomplets pour notre étude. En effet, ce modèle reprend la cinétique de dégradation en fonction du débit en ajoutant l'effet de réduction de l'ion erbium Er^{2+} créé sous irradiation. Comme nous avons pu le constater, il existe un bon accord entre les résultats expérimentaux et des simulations concernant l'évaluation de l'ARI. Ceci est important, car notre modèle permet de prédire la sensibilité de la fibre en jouant sur sa composition. Il est

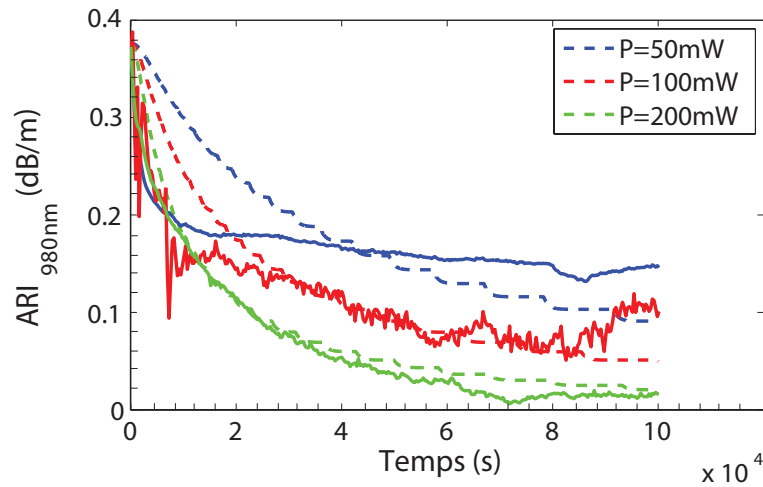


FIGURE 3.19 – Exemple d'évolution de l'ARI post irradiation pour différentes puissances injectées, pour la fibre BEF_1 : simulée (traits pointillés) et mesurée (trait plein).

donc d'une indication prometteuse pour obtenir des amplificateurs durcis. De plus, une étude sur la guérison optique a permis de compléter le modèle afin d'étudier la cinétique de relaxation. Nous avons pu constater qu'il était possible de prédire l'effet de la guérison au cours du temps pour une longueur d'onde de guérison (980 nm).

Maintenant que nous avons un modèle de dégradation-guérison complet du verre qui constitue les fibre, il reste à l'intégrer dans un modèle plus vaste d'amplificateur simple. En effet, nous verrons dans le prochain chapitre l'incorporation de ce travail dans le cas d'un amplificateur trois niveaux, en prenant en compte l'aspect de propagation de la lumière qui sera important pour la guérison.

Bibliographie

- [1] Sebastien 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. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 357(8-9) :1871–1874, 2011.
- [2] Yasmine Mebrouk, Franck Mady, Mourad Benabdesselam, Jean-Bernard Duchez, and Wilfried Blanc. Experimental evidence of er^{3+} ion reduction in the radiation-induced degradation of erbium-doped silica fibers. *Optics letters*, 39(21) :6154–6157, 2014.
- [3] Takeshi Koyama, Nobuyuki Dohguchi, Yoshimichi Ohki, Hiroyuki Nishikawa, Yasuo Kusama, and Tadao Seguchi. 13.5 generation and bleaching of 7-ray-induced loss of er^{3+} -doped silica-core optical fiber. In *JAERI Conf*, page 542, 1995.
- [4] R Chen, Stephen WS McKeever, and SA Durrani. Solution of the kinetic equations governing trap filling. consequences concerning dose dependence and dose-rate effects. *Physical review B*, 24(9) :4931, 1981.
- [5] Franck Mady, Jean-Bernard Duchez, Yasmine Mebrouk, and Mourad Benabdesselam. Equilibrium degradation levels in irradiated and pumped erbium-doped optical fibers. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 62(6) :2948–2955, 2015.
- [6] David H Woen and William J Evans. Expanding the $+2$ oxidation state of the rare-earth metals, uranium, and thorium in molecular complexes. In *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*, volume 50, pages 337–394. Elsevier, 2016.
- [7] Ye Xiang, Jincheng Du, Morten M Smedskjaer, and John C Mauro. Structure and properties of sodium aluminosilicate glasses from molecular dynamics simulations. *The Journal of chemical physics*, 139(4) :044507, 2013.
- [8] Charles Le Losq, Daniel R Neuville, Pierre Florian, Grant S Henderson, and Dominique Massiot. The role of al^{3+} on rheology and structural changes in sodium silicate and aluminosilicate glasses and melts. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 126 :495–517, 2014.
- [9] M Leon, M Lancry, and N Ollier. Ge-and al-related point defects generated by gamma irradiation in nanostructured erbium-doped optical fiber preforms. In *Journal of Materials Science*, pages 1–2. IEEE, 2016.
- [10] A Alessi, Sébastien Girard, M Cannas, S Agnello, A Boukenter, and Y Ouerdane. Evolution of photo-induced defects in ge-doped fiber/preform : Influence of the drawing. *Optics express*, 19(12) :11680–11690, 2011.
- [11] L Dong, J Pinkstone, P St J Russell, and David N Payne. Ultraviolet absorption in modified chemical vapor deposition preforms. *JOSA B*, 11(10) :2106–2111, 1994.
- [12] M Leon, M Lancry, N Ollier, and BH Babu. Influence of al/ge ratio on radiation-induced attenuation in nanostructured erbium-doped fibers preforms. *Lasers and Electro-Optics*, 107(4) :044904, 2015.
- [13] Parviz Navi and Frédéric Heger. *Comportement thermo-hydrromécanique du bois : Applications technologiques et dans les structures*. PPUR presses polytechniques, 2005.
- [14] Bertrand Poumellec and Matthieu Lancry. Kinetics of thermally activated physical processes in disordered media. *Fibers*, 3(3) :206–252, 2015.
- [15] Sylvain Costes. *Extension de l'approche par la courbe maitresse de la prédiction des durées de vie de réseaux d'indice complexes inscrits par UV dans les fibres*. PhD thesis, Paris 11, 2013.

Aspect système : AOFD et dosimètre

Sommaire

4.1 Etude expérimentale de l'AOFD	110
4.1.1 Configuration booster et co-propagatif	110
4.1.2 Mesures de Gain	111
4.1.3 Détermination de la longueur optimale	112
4.1.4 Mesure de gain dynamique	113
4.1.5 Évolution de la platitude de gain	115
4.2 L'AOFD sous irradiation	116
4.2.1 Évolution du gain en fonction de la dose	116
4.2.2 Évolution du gain en fonction de la longueur	118
4.2.3 Influence du débit	119
4.3 Modélisation de l'amplificateur sous irradiation	120
4.3.1 Description d'un modèle à 3 niveaux	120
4.3.2 Détermination des paramètres	121
4.3.3 Comparaison entre le modèle et l'expérience	125
4.4 Solution de durcissement	129
4.4.1 Influence de la composition et de la technologie	129
4.4.2 approche semi-empirique du durcissement	131
4.4.3 Pertinence du facteur de mérite	133
4.4.4 Application du facteur de mérite par la simulation	134
4.5 Obtention d'un amplificateur durci pour les télécommunications spatiales	135
4.6 Application à la dosimétrie	137
4.6.1 Les différentes voies de la dosimétrie	137
4.6.2 Étude expérimentale de la sensibilité des fibres	138
4.6.3 Critères de sélection	139
4.6.4 Simulation et conception d'un dosimètre	140

Ce quatrième chapitre est consacré aux résultats obtenus pour des configurations d'utilisation des fibres sous irradiation, que se soit pour l'étude des amplificateurs ou des dosimètres. Nous présenterons les critères sur lesquels il faut se baser pour élaborer un amplificateur durci. Nous verrons également quels sont les paramètres à prendre en compte en vue d'étudier ces fibres pour obtenir un dosimètre.

Nous décrirons dans un premier temps les différents paramètres expérimentaux observés et étudiés sur les AOFD (Amplificateur Optique à Fibre Dopée) avant, pendant et après irradiation. Nous montrerons quels sont les critères à prendre en compte en vue de sélectionner des fibres pour obtenir des amplificateurs durcis.

Ensuite, nous étudierons le comportement d'un amplificateur à l'aide d'un modèle simple à trois

niveaux décrivant les performances d'un amplificateur en injectant le modèle de dégradation et de guérison exposé au chapitre 3. Nous verrons la pertinence de ce modèle et nous le confronterons aux résultats expérimentaux. Puis, à travers cette étude basée à la fois sur les expériences et la modélisation, nous verrons quels sont les facteurs importants pour sélectionner des amplificateurs durcis.

Enfin, le dernier volet de ce chapitre portera sur les critères de sélection en vue de faire un dosimètre à fibre. Cette étude sera étayée à la fois par les mesures et la modélisation de l'ARI mais également par l'analyse de la sensibilité de la fibre à la guérison thermique ou optique.

4.1 Etude expérimentale de l'AOFD

4.1.1 Configuration booster et co-propagatif

Dans ce manuscrit, nous étudions essentiellement les amplificateurs en configuration *booster*, ou "amplificateur de puissance". Dans le cas de l'erbium et dans le cas de nos fibres, les niveaux de puissance visées ne sont pas si grands (quelques centaines de mW au maximum). Cette limite est liée à la complexité de l'ion erbium. Dans des situations comparables (en termes de performances d'amplification), un amplificateur basé sur l'ytterbium par exemple aboutirait sans problème à des kW de puissance en continu.

Cette configuration concerne un mode de fonctionnement particulier, dans lequel on injecte un signal d'entrée à forte puissance (0 dBm) pour une puissance de pompe typique de 23 dBm. Dans cette configuration, la puissance signal impacte fortement l'inversion de population, contrairement à des configurations "pré-amplificateur", pour lesquelles le signal d'entrée pourra être plusieurs dizaines de dB plus faible, à puissance de pompage équivalente. La configuration que nous décrivons ici correspond à celle définie par *Thales Alenia Space* (TAS) pour les systèmes spatiaux, et reste proche des amplificateurs terrestres ou sous-marins courants dans les systèmes WDM. Les exigences de l'industriel préconisent également une réduction de gain inférieure à 2 dB pour une puissance de sortie de 17 dBm minimum après un dépôt de dose de 300 Gy. De plus, nous considérons également une configuration co-propagative, car il s'agit de la configuration la plus usuelle pour les industriels des télécommunications. En effet, elle offre un rapport signal sur bruit plus avantageux. D'un point de vue technique, cette configuration est également privilégiée pour notre étude car elle est plus facile à mettre en œuvre pour les mesures en ligne de l'amplificateur. Nous avons reporté dans le tableau 4.1 les différents paramètres techniques utilisés et préconisés par le cahier des charges.

Applications	Booster
Configuration d'éclairement	co-propagatif
Puissance injectée à 980 (dBm)	23
Puissance injectée à 1550nm (dBm)	0
Puissance en sortie à 1550 (dBm)	>17
Réduction de Gain (dB)	<2
Largeur de bande (dB)	>20
Dose déposée (Gy)	300

TABLE 4.1 – Cahier des charges TAS.

4.1.2 Mesures de Gain

Le gain optique d'un amplificateur correspond au rapport des puissances du signal de sortie (P_S) et d'entrée (P_E). On l'exprime en dB :

$$G(dB) = 10 \log_{10} \frac{P_S}{P_E} \quad (4.1)$$

L'évaluation expérimentale du gain peut être entachée d'une erreur liée à l'estimation que l'on peut faire des pertes des composants et soudures amont et aval et donc sur les relevés des mesures de puissances P_{in} et P_{out} , comme le montre la figure 4.1. L'ordre de grandeur de cette incertitude dans notre cas se situe entre 0,2 dB et 0,5 dB. D'autres précautions sont également à prendre lors de la mesure en fonction de la configuration exploitée. En effet, comme le montre la figure 4.2(b) à titre de comparaison, dans la configuration petit signal *Pré-Amplificateur*, le signal amplifié est inférieur à la puissance intégrée de l'émission spontanée amplifiée (ESA). Alors que pour une configuration fort signal *Booster*, l'ESA est négligeable devant le signal amplifié, elle représente ici seulement 0,2% de la puissance mesurée. Cette différence de comportement est normale : dans le cas d'une configuration *booster*, comme le signal d'entrée est fort, il consomme l'inversion de population de façon bien plus importante tout au long de la fibre, de par l'effet de l'émission stimulée ce qui laisse moins de place au phénomène d'ESA. Des résultats typiques pour les deux configurations sont reportés dans le tableau 4.2.

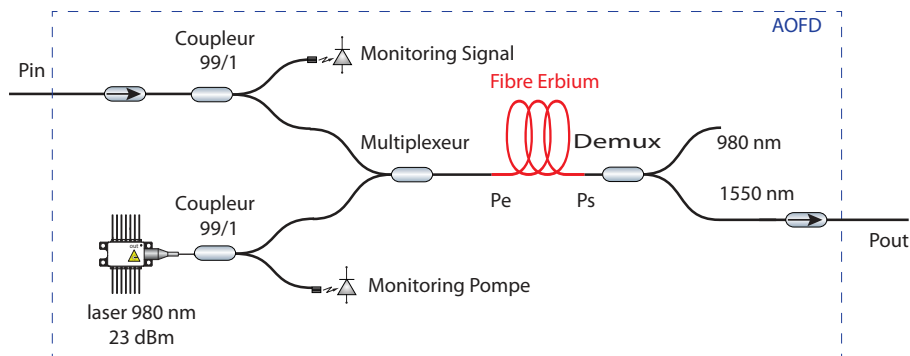


FIGURE 4.1 – Architecture typique d'un AOFD

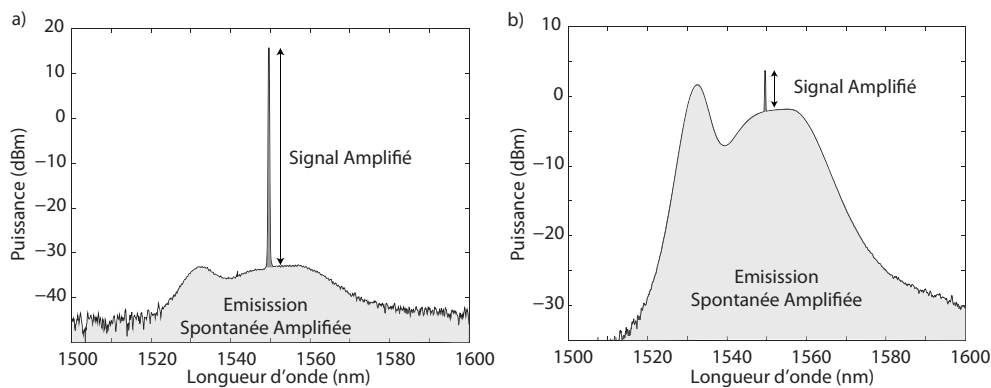


FIGURE 4.2 – Spectres de sortie pour les applications : (a) booster (b) PréAmplificateur

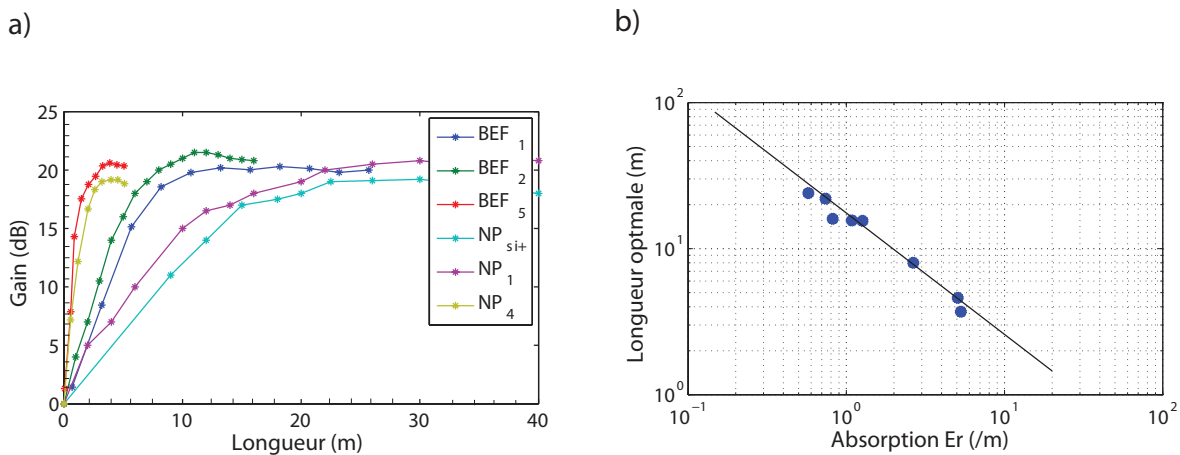
Applications	Booster	Pré-Ampli
Puissance à 1550 nm en entrée (dBm)	0	-45
Puissance entre 1500 et 1600 nm en sortie (dBm)	18,9	9,9
Gain (dB)	18,9	34,8
Rapport ESA/Signal(%)	0,2	80

TABLE 4.2 – Mesures de Gain pour les deux applications considérées.

4.1.3 Détermination de la longueur optimale

La détermination de la longueur optimale d'un amplificateur permet de connaître la longueur de fibre associée à un gain maximal. La méthode employée est la méthode dite de *cutback*. Elle consiste à fixer les puissances de signal et de pompe en entrée de fibre et de mesurer le gain pour différentes longueurs d'amplificateurs en sectionnant des tronçons de fibre. Cette méthode très utilisée présente néanmoins deux inconvénients : elle est fastidieuse et destructive.

Cette manipulation a été faite sur différentes fibres ayant des compositions chimiques différentes, notamment en erbium. Les résultats de ces mesures sont reportés dans la figure 4.3(a). On remarque alors, comme décrit dans le chapitre 1, que la longueur optimale dépend fortement de la concentration en erbium. En effet, comme le montre la figure 4.3(b) où nous avons reporté les longueurs optimales en fonction de α_{Er} , l'absorption maximale vers 1530 nm. Nous avons volontairement choisi l'absorption maximale au lieu de la concentration car cette grandeur est plus employée d'un point de vue système. Cependant, il existe une relation entre les deux, comme nous l'avons présenté dans le chapitre précédent (voir l'équation 3.14 à la section 3.2.3). Nous observons sur cette figure une forte dépendance de L_{opt} avec α_{Er} régie par une loi en α_{Er}^{-1} . Cette loi est largement connue dans la littérature [1], mais ne prend pas en compte des effets parasites tels que le *quenching* ou l'*ESA* qui vont également impacter la valeur maximale du gain. On remarque également que cette dépendance n'est pas influencée par le procédé de fabrication (*Nanoparticules* ou standard). Enfin statistiquement, la valeur maximale du gain varie entre 18 dB et 20,5 dB à la longueur optimale pour la configuration déjà décrite et sur l'ensemble des fibres envisagées dans ce document (voir la figure 4.3(a)).

FIGURE 4.3 – (a) *cutBacks* pour la configuration *booster* sur différentes fibres dopées Er et (b) évolution de la longueur optimale en fonction de l'absorption maximale α_{Er}

De par ces résultats, nous avons pu déterminer une relation entre la longueur optimale L_{opt} et l'absorption erbium α_{Er} pour la configuration dite *booster* :

$$L_{opt} = \frac{K_1}{\alpha_{Er}} \quad (4.2)$$

où K_1 est une constante dépendante de la configuration précisément utilisée (puissances injectées) et α_{Er} est l'absorption maximale de la fibre à 1530 nm. Dans notre cas $K_1 = 16 \text{ m}^{-2}$.

4.1.4 Mesure de gain dynamique

L'étude de gain dynamique est un élément important et très étudié pour les systèmes de télécommunications. En effet, elle apporte une information essentielle sur la platitude du gain dans la bande passante. Ce critère est important pour les systèmes WDM afin d'avoir une puissance de signal homogène sur tous les canaux. Pour notre étude, une variation de 1 dB maximum est acceptée. En effet, dans un système WDM réel, le signal parcourt des milliers de km, le nombre d'AOFD est alors très important, ainsi de faibles variations du gain sur la bande se retrouvent démultipliées à l'échelle du système complet.

4.1.4.1 Principe

On dénombre deux méthodes pour obtenir les spectres de gain [2] :

- la première consiste à utiliser un peigne WDM avec un signal d'entrée comportant une dizaine de canaux reparti sur la totalité de la bande et à relever le signal amplifié en sortie pour chaque canal avec un analyseur de spectre ;
- la seconde consiste à effectuer la mesure avec deux lasers. Un laser fixe à une longueur d'onde va saturer le milieu à gain et un second laser accordable balaye la totalité de la bande spectrale à étudier avec une puissance de 20 dB inférieure à celle du laser fixe [2]. Ensuite, on relève le gain à la longueur d'onde du signal accordable à l'aide d'un analyseur de spectre, comme le montre la figure 4.4. Un peigne WDM étant un équipement onéreux, cette seconde méthode offre une alternative intéressante. Cependant, elle nécessite l'utilisation d'une source accordable de bonne qualité, c'est à dire avec une émission spontanée de la source laser très faible, comme c'est le cas avec les lasers accordable à cavité externe (ECDL). La différence entre les deux méthodes réside surtout dans les effets liés à l'élargissement inhomogène.

Pour notre part, ne disposant pas de peigne WDM, nous avons mis en place la seconde méthode. Une comparaison avec la première méthode a été réalisée lors de la thèse précédente [3] afin de valider le banc expérimental mis en place comme le montre la figure 4.5.

4.1.4.2 Banc expérimental

Le banc expérimental basé sur la seconde méthode évoquée ci-dessus est présenté sur la figure 4.6. Un laser fixe à 1550 nm sature le milieu à gain, typiquement les puissances injectées sont de l'ordre de 0 dBm ; puis un laser sonde (accordable à cavité externe), balaye la bande entre 1520 et 1590 nm, par pas de 1 nm, avec une puissance de l'ordre de -20 dBm.

4.1.4.3 Résultats

Nous présentons ici des mesures de gain en configuration *booster* pour deux fibres de compositions différentes (l'une sans aluminium NP_{Si+} et l'autre avec une concentration élevée NP_4), reportées sur

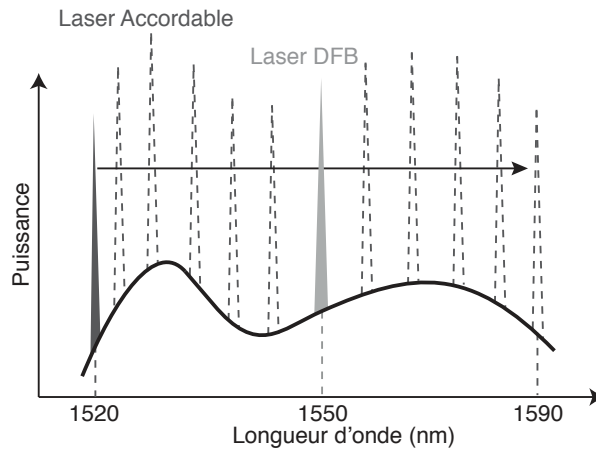


FIGURE 4.4 – Principe de la mesure de spectre de gain à l'aide de deux lasers

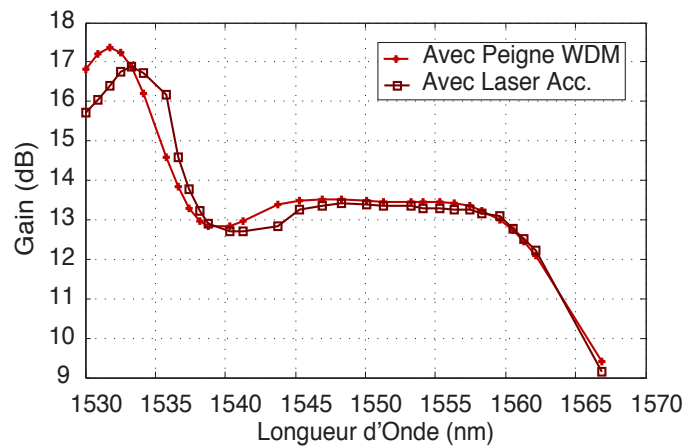


FIGURE 4.5 – Comparaison des méthodes de mesure du spectre de gain extraite de la référence [3].

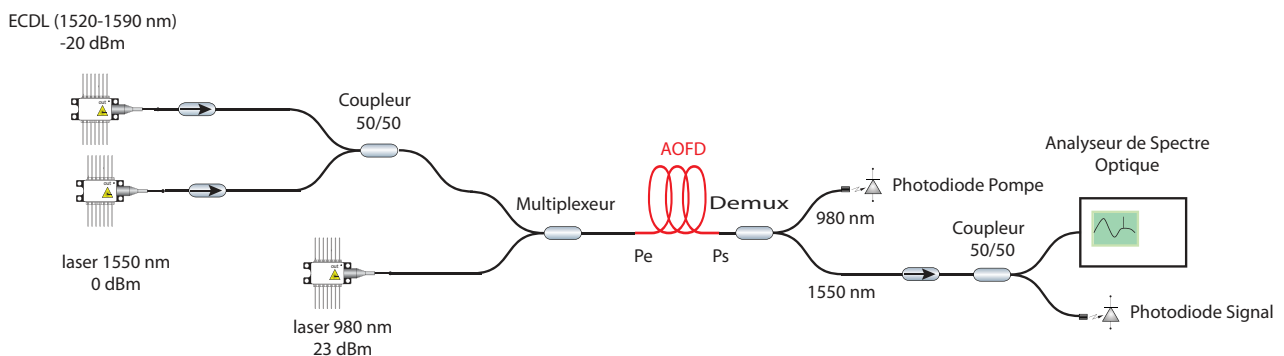


FIGURE 4.6 – Banc expérimental pour la mesure du gain

la figure 4.7. Ce résultat bien connu montre le rôle de l'aluminium dans l'élargissement spectral du gain et les limites d'utilisation des fibres sans aluminium. En effet, les fibres sans aluminium ne permettent pas d'obtenir une bande passante assez large requise pour les télécommunications, à savoir 20 nm de bande avec une variation de gain de 1 dB maximum, selon le cahier des charges de TAS.

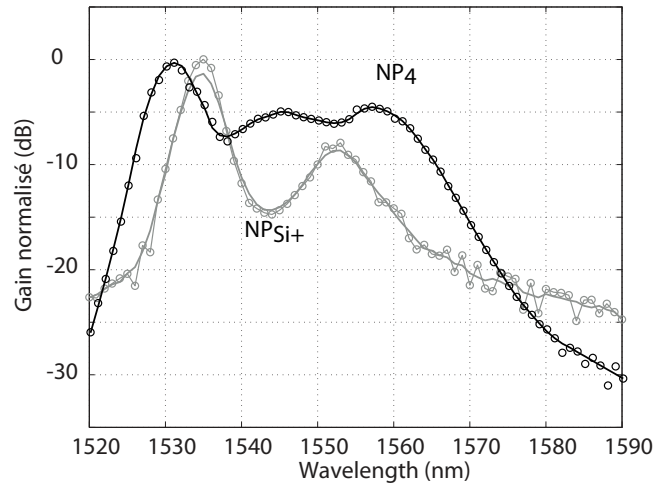


FIGURE 4.7 – Spectres de gain normalisés en sortie d'amplificateur en configuration *booster* réalisés avec les fibres NP_4 et NP_{Si+}

C'est la preuve expérimentale que les fibres les plus appropriées pour faire des amplificateurs très large bande sont les fibres fortement dopées en aluminium. Or, comme nous avons pu le voir dans les chapitres précédents, l'aluminium va induire des pertes supplémentaires lors des irradiations. Il existe, donc, un compromis entre la bande passante, le gain et la tenue aux radiations des fibres.

4.1.5 Évolution de la platitude de gain

Nous savons que le gain varie en fonction de la longueur de la fibre, nous allons maintenant regarder l'évolution du spectre de gain en fonction de la longueur. La mesure est faite en utilisant à la fois le *set up* précédent et cette méthode de *cutback* utilisée pour la détermination de la longueur optimale.

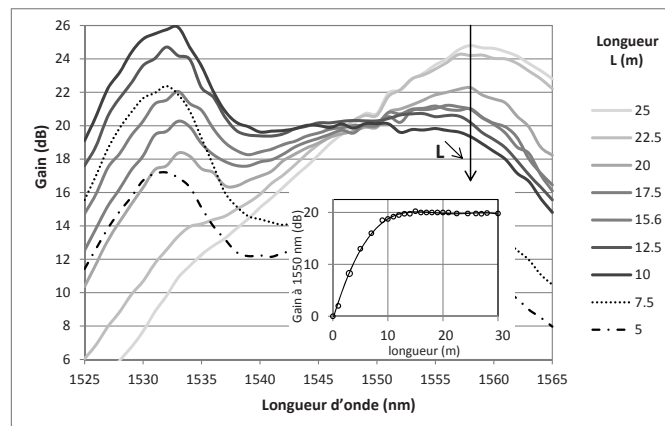


FIGURE 4.8 – Spectres de gain en sortie d'amplificateur en configuration *booster* réalisés avec la fibre BEF_1 pour différentes longueurs [4]. Pour notre cas d'étude, la valeur de la longueur optimale est obtenue pour $L_{opt} = 15,6$ m

La figure 4.8 montre les spectres de gain obtenus pour différentes longueurs de fibre dopée sur la fibre BEF_1 . On remarque que l'ensemble de la répartition du gain augmente jusqu'à une certaine

Fibres	[Al] (%)	$\alpha_{1480}/\alpha_{Er}$	α_{max} (dB.m ⁻¹)	L_{opt} (m)	P_{out} (dBm)
NP_{Si+}	0	0,164	3.2	25	19,3
NP_1	0-2	0,299	2.5	24	19,2
NP_3	4-6	0,402	5,3	15,5	20,4
NP_4	4-6	0,43	23	3.7	20,4
BEF_1	0-2	0,303	4.5	15.6	20
BEF_2	6-8	0,434	3.6	16	20,8
BEF_3	6-8	0,433	7.5	16	20,8
BEF_4	6-8	0,45	11.5	8	20,8
BEF_5	6-8	0,439	22	4.6	20,6

TABLE 4.3 – Description des caractéristiques des AOFDs testées en configuration *Booster*

longueur, ici 10 m, pour ensuite changer d'allure autour d'un point d'inflexion situé entre 1545 nm et 1550 nm. En effet, le gain est maximal vers 1530 nm et, au fur et à mesure que la longueur augmente, le gain diminue pour cette longueur d'onde et augmente dans la plage 1550-1560 nm. Il est alors possible de déterminer une longueur pour laquelle le gain est le plus plat possible, pour notre fibre elle est de 15,6 m.

Par conséquent, l'élaboration d'un amplificateur dépend de nombreux paramètres : d'une part de la longueur de la fibre qui dépendra de la configuration dans laquelle l'amplificateur est utilisé pour avoir la valeur optimum, et, d'autre part, de l'étude du spectre de gain. Même si ces deux valeurs correspondent généralement, il est préférable de choisir une longueur satisfaisant les deux critères du cahier des charges de TAS : une variation de gain inférieur à 1 dB sur 20 nm et un gain d'au moins (17 dBm). Le tableau 4.3 répertorie les performances des différentes fibres étudiées en configuration *Booster*.

4.2 L'AOFD sous irradiation

Afin d'étudier le comportement des amplificateurs sous irradiation, plusieurs paramètres doivent être observés. En effet, les principales informations utiles pour les systèmes de télécommunications sont les variations du gain en fonction de la dose et l'évolution du facteur de bruit. Ce dernier paramètre n'a pas été étudié durant cette thèse, et nous nous sommes focalisés sur l'étude de la dégradation du gain pour la configuration *Booster*. Deux configurations d'éclairement ont été testées sous irradiations : l'une avec un éclairage constant et l'autre avec un éclairage ponctuel lors de l'interrogation afin de connaître l'influence de la guérison optique.

4.2.1 Évolution du gain en fonction de la dose

La mesure du gain réalisée en ligne est faite pour deux configurations d'éclairement présentées sur le *set up* d'irradiation au chapitre 3 (voir la figure 3.8). Une première configuration permet un éclairage constant avec des puissances injectées pour la pompe et le signal de 23 dBm et 0 dBm respectivement. Une seconde configuration permet de minimiser l'exposition de la fibre à la lumière laser, que les fibres ne sont injectées que lors des mesures, ce qui réduit beaucoup l'impact de la guérison. Cette configuration mesure les pertes de gain pour les mêmes puissances d'injection mais également l'ARI de la fibre pour des puissances injectées de l'ordre de -30 dBm. Nous parlons alors soit d'amplificateurs "allumés" ou "éteints".

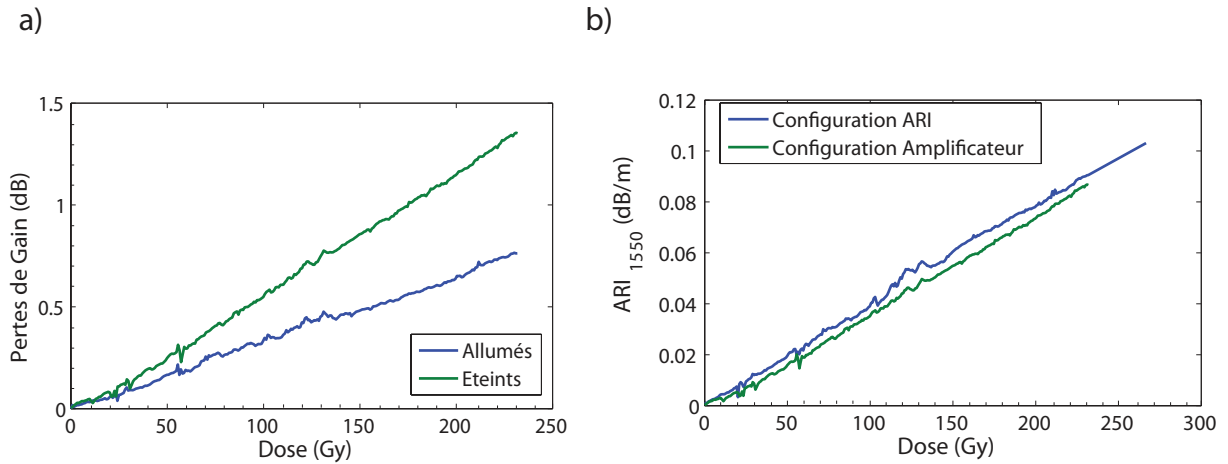


FIGURE 4.9 – (a) Comparaison de la réduction de gain pour deux configurations différentes : amplificateur constamment allumé et amplificateur éteint sur la fibre BEF_1 pour un débit de 0,4 Gy/h. (b) Comparaison de l'ARI à 1550 nm en configuration amplificateur éteint et en configuration ARI pour la fibre BEF_1 à 0,4 Gy/h

La figure 4.9(a) montre la réduction de gain pour les deux configurations d'éclairement et pour un même débit. On remarque que les pertes sont plus importantes pour l'amplificateur éteint. Ceci veut clairement dire que la guérison optique est non négligeable et que l'on va minimiser les pertes de gain à l'aide du laser de pompe.

La confrontation entre les mesures d'ARI faites sur une fibre en configuration amplificateur éteint avec celles réalisées sur un échantillon dédié exclusivement à l'étude de l'ARI constitue un autre résultat intéressant. Nous pouvons remarquer, comme le montre la figure 4.9(b), que les tendances et valeurs absolues d'ARI sont proches en fonction de la dose pour les deux configurations. En effet, on remarque que la sensibilité de la fibre est légèrement plus faible pour la configuration amplificateur : cela vient du fait que la fibre a subi une légère guérison pendant le temps de la mesure.

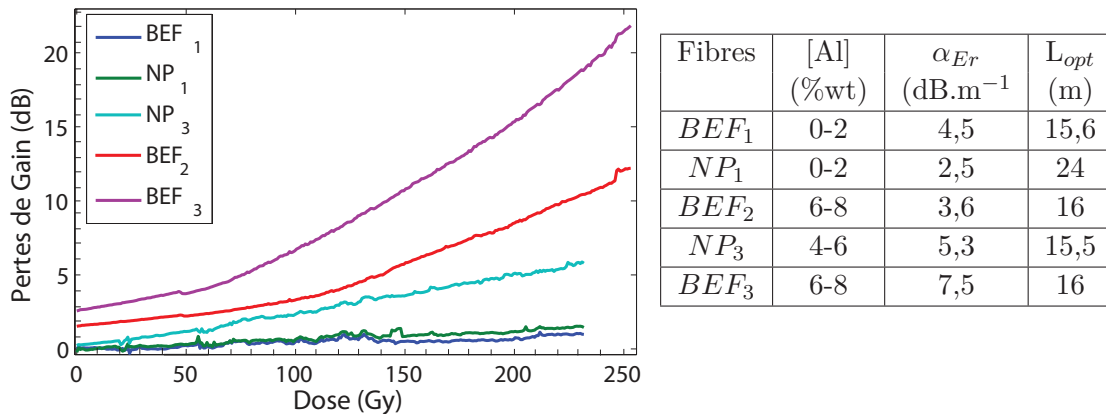


FIGURE 4.10 – Réduction de gain pour différents compositions de fibres des amplificateurs constamment allumés pour un débit de 0,4 Gy/h

Regardons maintenant la réduction de gain pour différents amplificateurs en configuration *Booster*. Les résultats, présentés sur la figure 4.10 nous donnent plusieurs informations :

- tout d’abord, nous remarquons que les fibres contenant beaucoup d’aluminium ont des pertes de gain plus importantes. Il est donc primordial de maîtriser l’introduction de l’aluminium dans la fibre afin qu’elle soit la moins sensible possible ;
- ensuite, la démarche d’obtenir un amplificateur le plus court possible proposé par Gusarov *et al.* peut également être avancée en confrontant une nouvelle fois les deux technologies de fibres. En effet, les résultats des fibres NP_1 et BEF_1 montrent que leur sensibilité est similaire. Or la fibre avec la technologie classique a une longueur presque deux fois plus courte que la fibre nanoparticule ;
- Enfin, nous pouvons constater que le procédé nanoparticule offre une meilleure tenue aux irradiations que les fibres standards. En effet, en confrontant les résultats des fibres NP_3 et BEF_2 , nous remarquons que les pertes de gain sont moins importantes pour la fibre nanoparticule et ceux pour des longueurs d’amplificateurs similaires. Ceci peut s’expliquer par le fait que pour des performances similaires les fibres nanoparticules ont deux fois moins d’aluminium que le procédé classique.

Présentons enfin l’évolution du spectre de gain dynamique en fonction de la dose. Cette mesure nécessitant une acquisition de données complexes qui n’a pas été faite pendant les irradiations : pour cette raison, les résultats présentés sur la figure 4.11 sont les spectres de gain avant irradiation, après un dépôt de dose de 300 Gy et après un éclaircissement post-irradiation. D’après cette figure, nous pouvons observer que l’allure du gain n’est pas impactée par les irradiations, mais qu’il y a une translation vers les faibles valeurs de la courbe de gain en fonction de la dose et de l’éclaircissement.

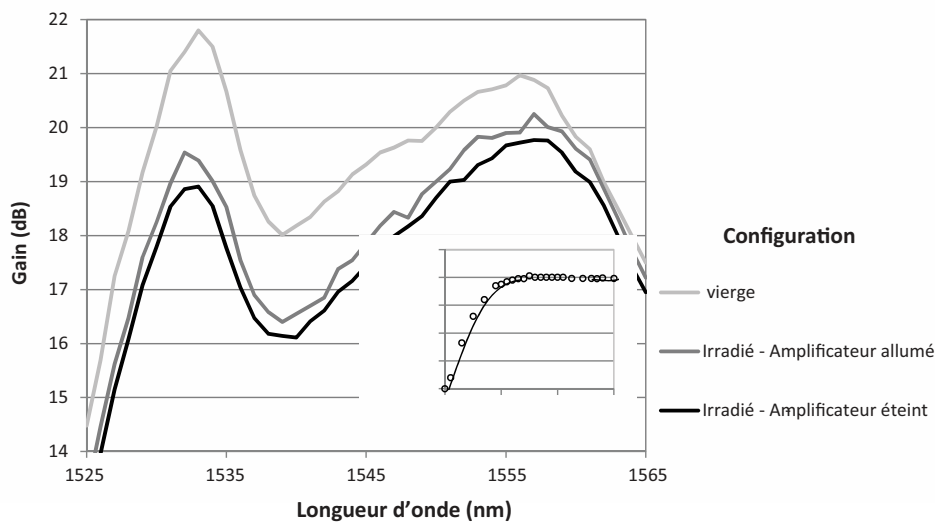


FIGURE 4.11 – Spectres de gain en sortie d’amplificateur en configuration *booster* réalisé avec la fibre BEF_1 pour différentes configurations

4.2.2 Évolution du gain en fonction de la longueur

Comme nous avons pu le constater, l’évolution du gain en fonction de la dose pour les amplificateurs ne dépend pas seulement de la sensibilité intrinsèque de la fibre liée à sa composition ou à son procédé de fabrication mais également de la longueur de l’amplificateur. En effet les amplificateurs

ont différentes longueurs suivant leur dopage, ce qui engendre une sensibilité aux radiations plus ou moins importante. Les pertes globales à la propagation sont considérées en première approche comme le produit $L_{Lopt} \cdot ARI$, il faut donc à la fois un ampli court et une ARI faible pour faire un amplificateur durci, ce qui est a priori contradictoire puisqu'un amplificateur court nécessite usuellement beaucoup d'aluminium. Nous avons donc réalisé des *cutbacks* sur des fibres préalablement irradiées. La figure 4.12 présente la puissance signal en fonction de la longueur avant et après irradiations, pour la configuration amplificateur allumé. Le volet (a) montre les résultats obtenus pour la fibre BEF_1 après un dépôt de dose de 300 Gy (à 0,4 Gy/h) et la figure le volet (b) pour la fibre BEF_2 après un dépôt de dose de 1 kGy (à 1,25 Gy/h). Tout d'abord, nous observons que le maximum de puissance n'est plus obtenu pour la même longueur que sur l'amplificateur vierge. On assiste à une réduction de la longueur optimale : ce phénomène est principalement dû à l'ARI qui va créer une absorption supplémentaire à la longueur d'onde signal et un pompage moins efficace à 980 nm. De plus, comme nous avons pu le voir dans les chapitres précédents, nous avons un changement de conformation de l'ion erbium, ce qui a pour conséquence de désactiver des ions Er^{3+} et donc de réduire la population du milieu à gain : ceci impacte directement les performances de l'amplificateur. Outre le fait que les dépôts de dose sont

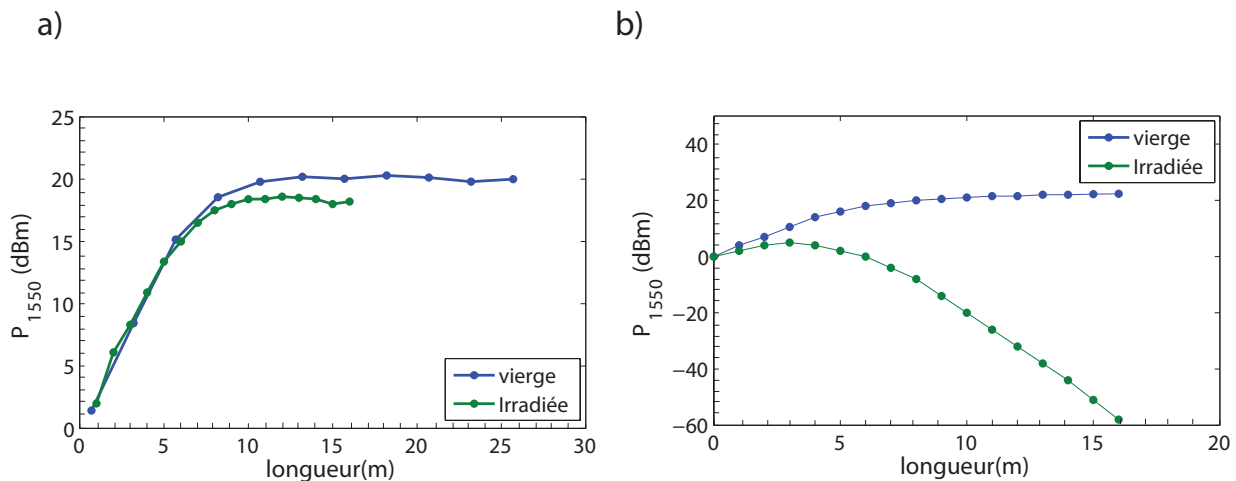


FIGURE 4.12 – (a) Évolution de la puissance à 1550 nm en fonction de la longueur pour la fibre BEF_1 vierge et irradiée (1,25 Gy/h, 300 Gy), par la méthode de *cutback*. (b) Évolution de la puissance à 1550 nm en fonction de la longueur pour la fibre BEF_2 vierge et irradiée (1,25 Gy/h, 1 kGy), par la méthode de *cutback*.

différents pour les deux fibres, nous pouvons remarquer que le maximum de puissance obtenu va être dépendant de la dose cumulée. Il est alors important de bien définir les conditions d'irradiation et les doses envisagées pour les applications.

4.2.3 Influence du débit

Il est important de regarder l'effet du débit sur les amplificateurs sous éclairage constant. En effet, les applications spatiales visent des débits beaucoup plus faibles que ceux employés lors de nos campagnes d'irradiations. Typiquement, on peut suggérer des débits 100 fois plus faibles que ceux utilisés au sol. L'impact de la guérison sera nécessairement beaucoup plus important que pour les expériences terrestres. Effectivement, l'éclairage à 980 nm procure une guérison optique non négligeable dans l'AOFD. Pour cette raison, nous avons testé un amplificateur sous trois débits différents. Les résultats de la variation de gain en fonction de la dose pour la fibre BEF_1 sont présentés sur la

figure 4.13. Ils confirment que les pertes de gain augmentent avec le débit de dose, à dose déposée constante. Malgré un dépôt de dose moins important pour le plus faible débit, nous constatons que la variation de gain est de l'ordre de 0,3 dB à 300 Gy alors que le débit utilisé est largement supérieur à celui du spatial.

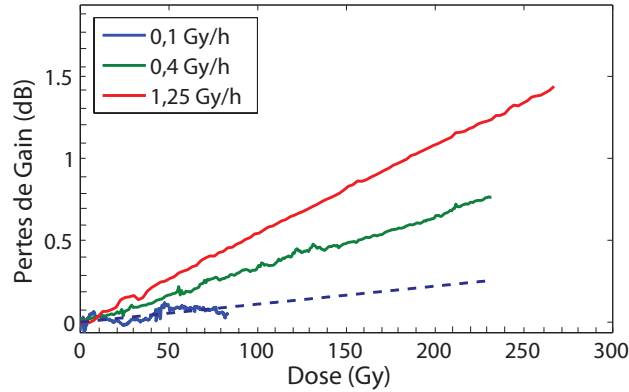


FIGURE 4.13 – Réduction de gain sur la fibre BEF_1 pour différents débits

4.3 Modélisation de l'amplificateur sous irradiation

4.3.1 Description d'un modèle à 3 niveaux

Nous cherchons à terme, en nous appuyant sur le modèle de dégradation-guérison décrit au chapitre 3, à prédire les pertes de performances d'un AOFD sous irradiation. Pour ce faire, nous évaluons le gain de ce dernier au travers d'une étude de la propagation de la puissance lumineuse aux deux longueurs d'onde d'intérêt. Précisons que notre objectif n'est pas de modéliser les phénomènes liés à la physique et les diverses transitions existantes de l'ion erbium, ce qui a largement été étudié dans la thèse précédente [3]. Aussi, nous utilisons un modèle macroscopique décrivant les équations de propagation de la pompe et du signal dans l'AOFD.

La puissance de pompe diminue suivant l'axe de propagation de la fibre sous l'effet conjugué de l'inversion de population de l'ion Er^{3+} et de la guérison optique de l'ARI. Il est donc nécessaire d'examiner ce phénomène de perte de puissance. Par ailleurs, l'évolution des pertes de gain causée à la fois par l'ARI mais également par la désactivation de l'ion Er^{3+} qui se manifeste par une transformation de l'ion en Er^{2+} doit être étudiée. La figure 4.14 représente les principales contributions qui influencent le gain.

Ce modèle simplifié est seulement valable pour des applications type *booster*, car nous négligeons certains effets comme l'émission spontanée amplifiée. Parallèlement, compte tenu des puissances de pompes importantes, le taux de *quenching* et d'*upconversion* peut être non-négligeable, il est alors important de remarquer que nous travaillons sur des fibres où le dopage en erbium est limité à 300 ppm, ce qui a pour conséquence de minimiser ces effets. Nous proposons un modèle reprenant les équations d'évolution des populations sur les différents niveaux de l'ion erbium et des puissances suivant l'axe de propagation décrites au chapitre 1. Nous rajoutons les pertes induites ainsi que la désactivation d'ion Er^{3+} qui réduisent les performances de l'amplificateur. Ces équations sont couplées aux équations de dégradation-guérison pour aboutir à la modélisation complète de l'amplificateur erbium. Les équations de populations utilisées pour une modélisation sous irradiation s'écrivent alors :

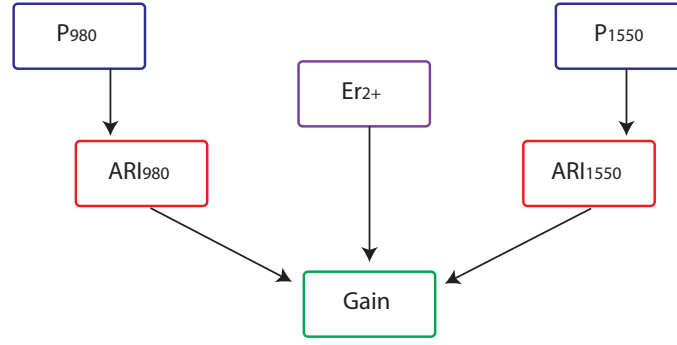


FIGURE 4.14 – Schéma représentant les contributions intervenant sur le Gain

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_3}{dt} = -\Gamma_{32}N_3 + \sigma_{13}\phi_p N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 + \Gamma_{32}N_3 + \sigma_{12}\phi_s N_1 - \sigma_{21}\phi_s N_2 \\ \frac{dN_1}{dt} = -\sigma_{12}\phi_s N_1 + A_{21}N_2 - \sigma_{13}\phi_p N_1 + \sigma_{21}\phi_s N_2 \\ N_{tot} = N_1 + N_2 + N_3 - n_0 \end{array} \right. \quad (4.3)$$

et les équations de propagation des puissances, prennent en compte la contribution de l'ARI pour les deux longueurs d'onde et s'écrivent :

$$\frac{dP_p}{dz} = -P_p\Gamma_p\sigma_p^{abs} N_1 - P_p\alpha_{diff_p} - P_p\alpha_{ARI980} \quad (4.4)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = P_s\Gamma_s(\sigma_s^{em} N_2 - \sigma_s^{abs} N_1) - P_s\alpha_{diff_s} - P_s\alpha_{ARI1550} \quad (4.5)$$

Les symboles utilisés dans les équations 4.3 à 4.5 sont décrits dans la table 4.4.

4.3.2 Détermination des paramètres

Chacun des paramètres utilisés dans le modèle est soit une donnée technologique, soit extrait expérimentalement ou soit issu de calculs analytiques. De plus certains paramètres sont ajustés afin d'obtenir lors de simulations des résultats proches des données expérimentales (*fitting*).

4.3.2.1 Les pertes de diffusion

Les pertes de diffusion prélèvent une partie de la puissance optique et constituent donc une atténuation. Cette dernière comprend une part due à la matrice hôte et une part due aux différents dopants utilisés [5]. Dans une fibre optique, les pertes optiques sont principalement dues à la diffusion Rayleigh, elles peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$\alpha_{diff} = (A + B\Delta n)\lambda^{-4} \quad (4.6)$$

où α_{diff} est l'atténuation en dB/m, A et B des paramètres dépendants de la fibre, Δn la différence d'indice entre le cœur et la gaine de la fibre optique et λ la longueur d'onde. L'atténuation due à la

Symbole	Description	Unité
$N_i, i \in \{1, 2, 3\}$	Densité de population d'électrons sur le niveau i de l'atome d'erbium	m^{-3}
N_{tot}	Densité totale d'ions présents dans le cœur de la fibre optique	m^{-3}
A_{21}	Coefficient d'Einstein d'émission spontanée entre le niveau 2 et 1	s^{-1}
Γ_{32}	Taux de recombinaison spontanée entre le niveau 3 et 2	s^{-1}
σ_{12}, σ_{21}	Sections efficaces d'absorption et d'émission à 1550 nm	m^2
σ_{13}	Section efficace d'absorption de la pompe	m^2
ϕ_s, ϕ_p	Flux incident de photons signal et pompe	$s^{-1}m^{-2}$
n_0	Densité d'ion Er^{2+}	m^{-3}
σ_s^{abs}	Section efficace d'absorption signal	m^2
σ_s^{em}	Section efficace d'émission signal	m^2
σ_p^{abs}	Section efficace d'absorption pompe	m^2
Γ_p	Facteur de recouvrement pompe	-
Γ_s	Facteur de recouvrement signal	-
α_{diffp}	perte par diffusion pompe	m^{-1}
α_{diffs}	perte par diffusion signal	m^{-1}
α_{ARI980}	ARI pompe	m^{-1}
α_{AR1550}	ARI signal	m^{-1}
P_p	Puissance de pompe	W
P_s	Puissance signal	W

TABLE 4.4 – Description des paramètres pour le modèle à 3 niveaux.

diffusion Rayleigh α_{diff} , implique une variation de puissance ϕ_s suivant un axe de propagation z décrite par l'équation

$$\frac{d\phi_s}{dz} = -\phi_s \alpha_{diff} \quad (4.7)$$

La valeur de cette variation est souvent fournie par le fabricant, mais il est également possible de l'obtenir par *fit*. En effet, la perte de puissance du signal en fonction de la longueur de fibre montre exclusivement l'image de l'atténuation par les pertes de fond. Il est alors possible d'ajuster ce paramètre afin de rapprocher les résultats des simulations des données expérimentales. Cette démarche reste toutefois seulement valable pour les grandes longueurs d'onde et nos longueurs d'onde d'intérêt. Les pertes par diffusion Rayleigh suivent une régression en λ^{-4} , il est alors possible de déduire la valeur à 980 nm au travers de la relation

$$\alpha_{diffp} = \alpha_{diffs} \left(\frac{980}{1550} \right)^{-4} \quad (4.8)$$

4.3.2.2 Le facteur de confinement

Nous avons vu dans le chapitre 1 que le mode guidé par une fibre optique peut être décrit par un mode de Bessel. Dans le cas d'une fibre dopée aux terres rares, l'efficacité d'interaction entre les photons et le milieu actif dépend directement du recouvrement entre l'onde optique et la répartition

transverse des ions erbium. Pour quantifier cette interaction, on introduit le facteur de confinement Γ qui représente l'intégrale de recouvrement entre le mode guidé et la distribution des ions dans le coeur de la fibre, comme illustré sur la figure 4.15. Cette distribution est considérée comme uniforme avec un rayon nommé r_{eff} . Ainsi, Γ peut être écrit comme :

$$\Gamma = 2\pi \int_0^{r_{eff}} \psi(r) r dr \quad (4.9)$$

où $\psi(r)$ représente la répartition radiale d'intensité du mode optique guidé.

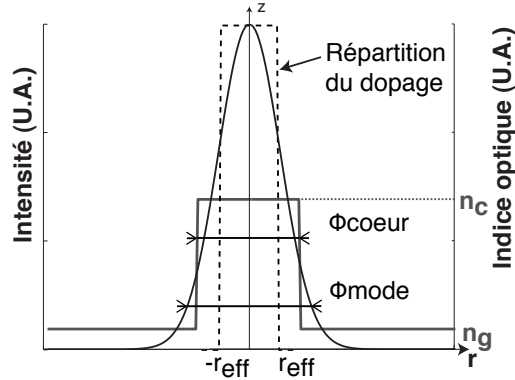


FIGURE 4.15 – Vue en coupe de l'intensité lumineuse (en noir) et du profil d'indice (en gris) d'une fibre dopée

En approximant par une gaussienne la répartition du mode guidé, on peut ainsi écrire le facteur de confinement en fonction du diamètre de mode optique $\omega(\lambda)$ et du rayon efficace de dopage r_{eff} :

$$\Gamma(\lambda) = 1 - \exp\left(-2 \left(\frac{r_{eff}}{w(\lambda)}\right)^2\right) \quad (4.10)$$

Le diamètre de mode illustre l'étalement transverse de l'onde lumineuse se propageant dans une fibre monomode. La puissance optique correspondant à un mode donné ne se propage pas uniquement dans le coeur de la fibre, mais aussi dans une petite partie de la gaine proche du coeur : on appelle cela la partie évanescente du mode. Comme l'illustre la figure 4.15, la taille du mode optique n'est donc pas égale au diamètre du coeur. Le diamètre du mode est fonction de la longueur d'onde de la source, du rayon du coeur et de l'ouverture numérique de la fibre. Dans la mesure où le mode propagé par une fibre optique n'est pas une gaussienne idéale, l'étalement du mode à l'intérieur de la fibre, (c'est à dire en champ proche), est différent de l'étalement du mode après propagation à l'extérieur de la fibre, (c'est à dire en champ lointain). K. Petermann a ainsi donné deux définitions du diamètre de mode pour une fibre monomode [6, 7] :

- la première se base sur le mode optique $\psi(r)$ en champ proche, *Near Field (NF)*, de sorte que le rayon de mode w_{NF} s'écrit

$$w_{NF}^2 = 2 \frac{\int_0^\infty [\psi(r)]^2 r dr}{\int_0^\infty \left[\frac{\partial \psi(r)}{\partial r}\right]^2 r dr} \quad (4.11)$$

- la seconde se base sur l'observation du mode optique $\Psi(\theta)$ en champ lointain *Far Field (FF)*, θ désignant l'angle lié à la diffraction en sortie du guide. Ainsi, le paramètre W_{FF} est défini par l'expression

$$W_{FF}^2 = \frac{\int_0^\infty [\Psi(\theta)]^2 p^3 dp}{\int_0^\infty [\Psi(\theta)]^2 p dp} \quad (4.12)$$

Avec $p = k \cdot \sin\theta$, k désigne la constante de propagation.

Il est courant que les fabricants décrivent deux grandeurs usuelles : le rayon efficace de dopage r_{eff} et le *MFD* (*Mode Field Diameter*). Ce dernier peut s'écrire en fonction des deux définitions précédentes :

$$MFD = 2w_{NF} = \frac{2\sqrt{2}}{W_{FF}} \quad (4.13)$$

Pour notre étude, nous calculerons le facteur de confinement soit à partir de données expérimentales connues ; soit à partir de la formule (4.10) et de deux données technologiques : le r_{eff} et le *MFD*, ce dernier permettant d'obtenir la valeur de $w(\lambda)$ via l'équation (4.13).

4.3.2.3 Les sections efficaces

Les sections efficaces d'absorption : représentent la probabilité qu'un atome absorbe un photon. Elles s'écrivent :

$$\sigma_\lambda^{abs} = \frac{\alpha_\lambda}{N_{tot}\Gamma_\lambda} \quad (4.14)$$

où α_λ est l'atténuation, N_{tot} la concentration d'erbium et Γ_λ . Elles peuvent être déterminées facilement à partir de la mesure de l'atténuation α_λ , qui peut être déterminée soit à l'aide du spectre d'absorption, soit par la mesure de *cutback* pour obtenir l'absorption linéique de la fibre. Cependant, comme nous pouvons le voir dans l'équation 4.14, ce paramètre requiert une bonne précision sur la connaissance du dopage erbium, ainsi qu'une bonne évaluation des facteurs de confinement.

Les sections efficaces d'émission peuvent être déterminées à l'aide des sections efficaces d'absorption. Pour un modèle complet la connaissance des spectres efficaces d'absorption/émission autour de 1550 nm est nécessaire si l'on veut modéliser la répartition de l'ESA en sortie d'un AOFD, et donc l'état de l'inversion de population avec une bonne précision. Ceci étant, la contribution de l'ESA n'est pas indispensable dans la configuration *Booster*.

Il existe dans la littérature plusieurs méthodes pour déterminer les sections efficaces d'émission : la méthode de *Mac Cumber* [8], la méthode de *Barnard* [9] et la méthode de *Fuchtbauer-Landenburg* [10]. Leurs comparaisons et adaptations ont largement été étudiées dans la thèse de J.Thomas [3]. Pour cette raison, nous présenterons exclusivement de manière synthétique les méthodes employées et nous retiendrons que la méthode de Barnard n'est pas adaptée aux fibres erbium parce qu'elle considère un système à 3 niveaux idéal, ce que l'Erbium n'est pas à cause de l'importance du quenching.

Méthode de Mac Cumber

La première méthode, fondée sur la théorie de Mc Cumber [8], permet de calculer directement les sections efficaces d'émission à partir des sections efficaces d'absorption. En effet, les sections efficaces d'émission et d'absorption sont liées selon l'équation (4.15), dans laquelle ε représente l'énergie d'excitation thermique entre le niveau $I_{15/2}$ et le niveau $I_{13/2}$:

$$\sigma_{ems}(\lambda) = \sigma_{abs}(\lambda) \exp\left(\frac{\varepsilon - h\nu}{KT}\right) \quad (4.15)$$

où ν la fréquence optique, K la constante de Boltzmann et T la température de travail. La détermination de l'énergie ε ne pouvant s'effectuer qu'à partir de mesures en thermoluminescence, les sections efficaces obtenues ainsi ne sont pas calibrées et n'ont donc pas de sens physique.

Il faut de plus noter que l'estimation de l'énergie ε avec la mesure de la durée de vie du niveau métastable est relativement hasardeuse, car il est difficile de mesurer τ précisément : comme nous l'avons vu, la valeur de τ dépend beaucoup du taux de pompage, et il faudrait pouvoir réaliser des mesures dynamiques à très faible flux incident et sur une portion de fibre très courte pour arriver à un résultat qui ait du sens. Pour toutes ces raisons, nous représenterons cette énergie par la longueur d'onde de croisement λ^* , qui correspond à la longueur d'onde où les sections efficaces d'absorption et d'émission sont égales ([11]) :

$$\varepsilon = hc/\lambda^* \quad (4.16)$$

Méthode de Fuchtbauer-Landenburg

Cette méthode est basée sur la mesure du spectre de fluorescence autour de 1550 nm. Comme nous l'avons vu précédemment, en stimulant la fibre à 980 nm, le phénomène d'émission spontanée amplifiée ou stimulée se produit. En mesurant cette émission de lumière autour de 1550 nm, on peut remonter à la section efficace d'émission par la relation de Fuchtbauer-Landenburg [10]. Cette dernière relie l'émission stimulée à la probabilité d'émission spontanée :

$$\sigma_{ems}(\lambda) = \frac{\lambda^4 I(\lambda)}{8\pi n^2 c \tau \int I(\lambda).d\lambda} \quad (4.17)$$

où λ est la longueur d'onde, n l'indice du matériau, c la vitesse de la lumière dans le vide, $I(\lambda)$ l'intensité de fluorescence en fonction de la longueur d'onde et τ la durée de vie de fluorescence .

On remarque que la méthode de *Fuchtbauer-Landenburg* nécessite un spectre de fluorescence, aussi peu déformé que possible par l'effet de l'émission stimulée. Elle suppose aussi que l'échantillon testé est uniformément excité, ce qui n'est pas forcément facile à obtenir avec des fibres très dopées.

Bilan

Les deux méthodes semblent être en accord malgré une méthodologie et un traitement différents. On peut noter toute-fois que la méthode *Fuchtbauer-Landenburg* demande moins de traitements de données. De plus, la méthode *Mac Cumber* fait intervenir une énergie d'excitation thermique qu'il est difficile d'estimer. Pour notre part, nous avons utilisé des données expérimentales provenant d'expériences effectuées lors de la thèse de J.Thomas [3] et utilisant les méthodes décrites précédemment. En effet, comme ce paramètre est un élément crucial du modèle avancé d'amplificateur développé par J. Thomas, nous avons à disposition un nombre conséquent de données le concernant.

4.3.3 Comparaison entre le modèle et l'expérience

Nous proposons de confronter le modèle d'AOFD irradié à des mesures d'évolution de puissance optique sur un AOFD soumis à des irradiations gamma. Cette confrontation est essentiellement réalisée sur deux fibres différentes. La première est une fibre germano-silicate qui présente une faible réduction de gain. La seconde est une fibre alumino-silicate fortement dopée en aluminium et qui a

une forte sensibilité aux irradiations. Ces deux amplificateurs ont une concentration en erbium semblable ainsi que des longueurs similaires. Les résultats des comparaisons sont exclusivement basés sur une configuration d'éclairement constant. En effet, cette configuration présente à la fois la cinétique de dégradation et de guérison.

4.3.3.1 Évolution du gain en fonction de la dose

Nous présentons sur la figure 4.16 les résultats expérimentaux et simulés des pertes de gain dans différentes fibres. Nous pouvons constater un bon accord, ce qui permet de confirmer les mécanismes de dégradation et de guérison décrits précédemment mais aussi de valider les valeurs de paramètres importants tels que les sections efficaces d'absorption des pièges ou encore la population et la répartition des pièges.

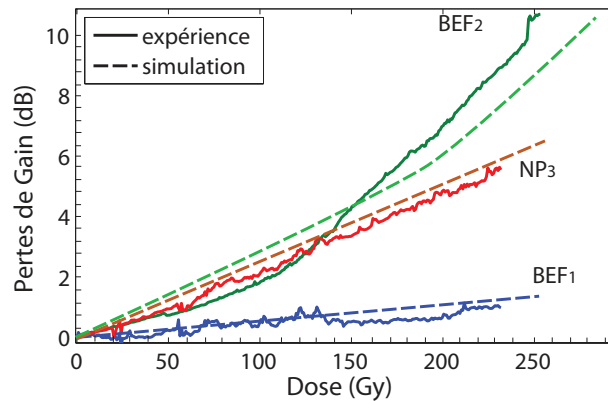


FIGURE 4.16 – Perte de Gain en fonction de la dose à 0,4 Gy/h pour différentes fibres en configuration *Booster* et éclairage permanent. Les résultats expérimentaux sont en traits pleins et les simulations en lignes pointillées. L'ensemble des paramètres de modélisation sont présentés en annexe 3, page 157.

4.3.3.2 Évolution du gain en fonction de la longueur

La figure 4.17 montre l'évolution de la puissance de sortie à 1550 nm, simulée et mesurée, avant irradiation, puis après le dépôt d'une dose (de 300Gy pour la BEF_1 et de 1 kGy pour la BEF_2). Nous pouvons constater que les résultats de simulation sont proches des mesures expérimentales. Ce résultat montre la pertinence du modèle mais permet également d'affirmer que, pour cette configuration, la description d'un modèle de dégradation est plus pertinente que la description détaillée d'un amplificateur. En effet, ce résultat n'est sûrement pas aussi évident avec une configuration *Pré-amplificateur*. Nous pouvons noter que ce modèle d'amplificateur irradié a été évalué à partir de deux fibres de compositions distinctes avec des dépôts de doses différents ce qui élargit les limites d'utilisations de ce modèle.

4.3.3.3 Influence du débit

Afin d'obtenir des tests accélérés sur le comportement des amplificateurs sous irradiation, nous avons utilisé une source dont le débit est largement supérieur au débit spatial. Or comme nous avons pu le constater, il existe une compétition entre la cinétique de dégradation et le processus de guérison

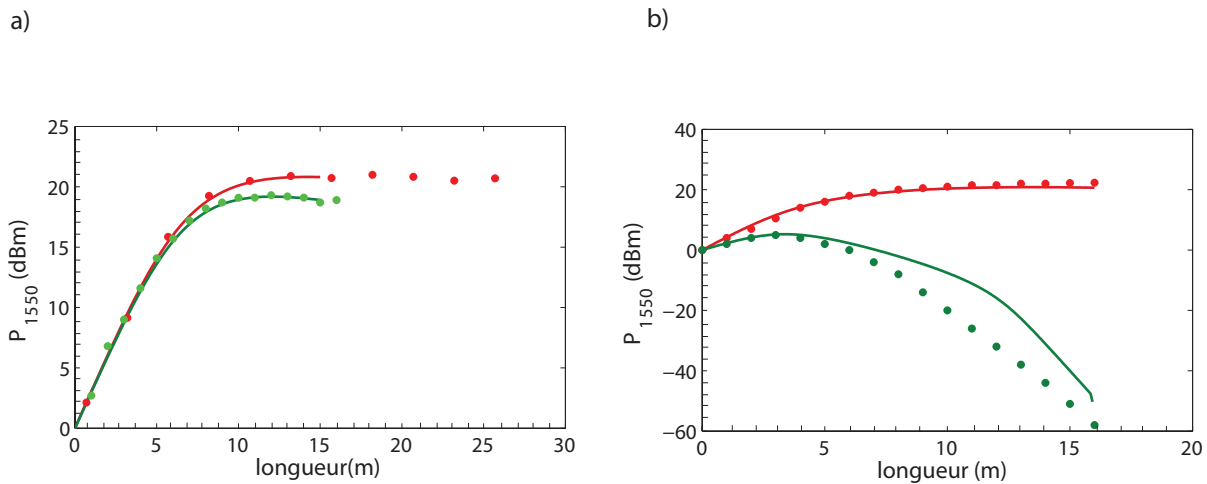


FIGURE 4.17 – Cutback mesurées (points) et de simulées (lignes) pour l'évolution de la puissance à 1550 nm en fonction de la longueur. (a) pour la fibre BEF_1 vierge et irradiée (0,4 Gy/h à 300 Gy) et (b) pour la fibre BEF_2 vierge et irradiée (1,25 Gy/h à 1 kGy).

due à l'éclairement lumineux à 980 nm. Pour cette raison, nous avons analysé l'évolution de la perte de gain en fonction du débit pour la fibre BEF_1 . Le résultat de ces simulations est présenté sur la figure 4.18, nous pouvons constater 3 zones distinctes :

- la première se situe pour des débits inférieurs à 0,1 Gy/h. Les pertes de gain sont identiques quel que soit le débit et les pertes de gain sont minimales. Ceci s'explique par le fait que la pompe guérit de façon instantanée les pièges. Il reste alors une part de pièges guérissables situés en fin de fibre auxquels s'ajoutent des pièges inguérissables et les pertes de gain liés à la réduction de l'erbium (parce que la puissance de pompe y est plus faible) ;
- dans la seconde zone, il y a une compétition entre la cinétique de dégradation et de guérison. Les pertes de gain croissent en fonction du débit.
- la dernière zone, correspond aux débits supérieurs à 5 Gy/h. Les pertes de gain sont indépendantes des débits et sont maximales. La cinétique de dégradation est plus forte que l'apport d'énergie procuré par la pompe pour guérir les pièges.

Ce résultat montre d'une part l'importance du débit utilisé pour effectuer les simulations de la dégradation, et d'autre part que la réduction de gain aux débits spatiaux peut être moins importante que celle déterminée lors de nos campagnes d'irradiation. L'étude est menée pour une fibre et une configuration d'éclairement données, et les résultats doivent dépendre à la fois de la puissance d'éclairement et des paramètres de l'amplificateur (comme par exemple la longueur optimale ou la composition de la fibre). Il serait donc intéressant de confronter ce résultat avec des données expérimentales afin de valider les limites d'utilisation du modèle. En effet, il n'est pas improbable que d'autres effets non pris en compte surviennent à faible débit comme à fort débit.

4.3.3.4 Influence de la réduction d'ion Er^{3+}

La réduction de gain est impactée par deux choses bien distinctes : l'ARI, qui a une influence sur les puissances mises en jeu (et donc indirectement sur le gain), et le changement de conformation de l'ion erbium qui réduit directement le gain. Ce changement de conformation se manifeste par une réduction de la population d'ions Er^{3+} au sein de la fibre, et donc une fibre avec un gain moins important.

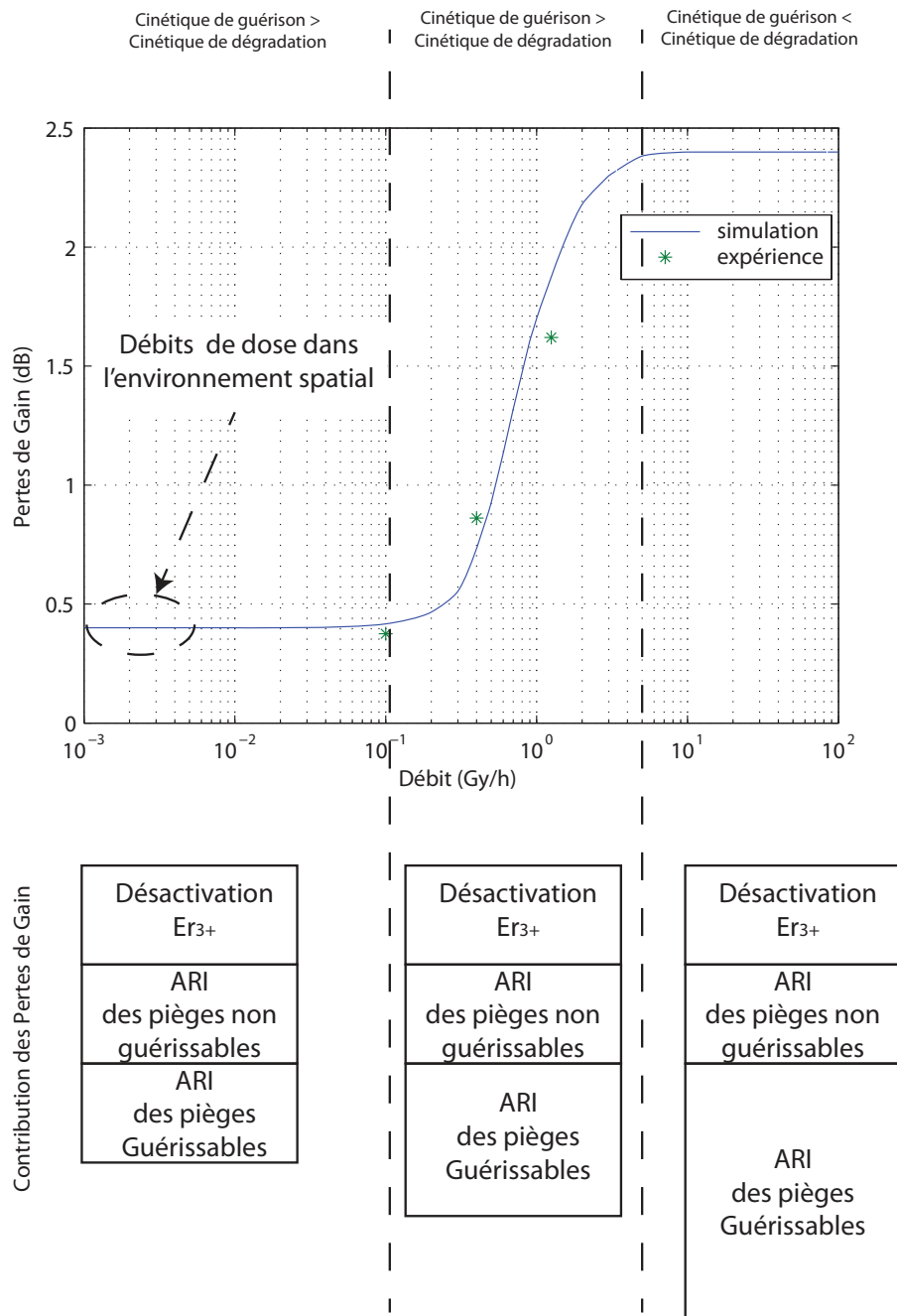


FIGURE 4.18 – Résultats expérimentaux et de simulation de la variation de la perte de gain en dB à 300 Gy pour la fibre BEF₁ en fonction du débit et pour un dépôt de dose de 300 Gy.

Ainsi, nous exposons les résultats des simulations en prenant en compte ou pas l'inhibition des ions erbium afin de mesurer l'impact de leur désactivation de l'ion erbium. Nous avons effectué une simulation sur deux fibres contenant des concentrations d'erbium différentes, (environ 1000 ppm et inférieur à 300 ppm), et simulé un dépôt de dose de 1 kGy. Les résultats de ces simulations, présentés sur la figure 4.19, montrent l'évolution du gain en fonction de la longueur de la fibre vierge, irradiée avec et sans la désactivation de l'ion erbium, pour les deux fibres. Nous observons que le point culminant du gain est légèrement inférieur lorsque la désactivation de l'erbium est considérée. Cependant, nous pouvons remarquer que dans les scénarios et malgré un dépôt de dose important, l'effet de la

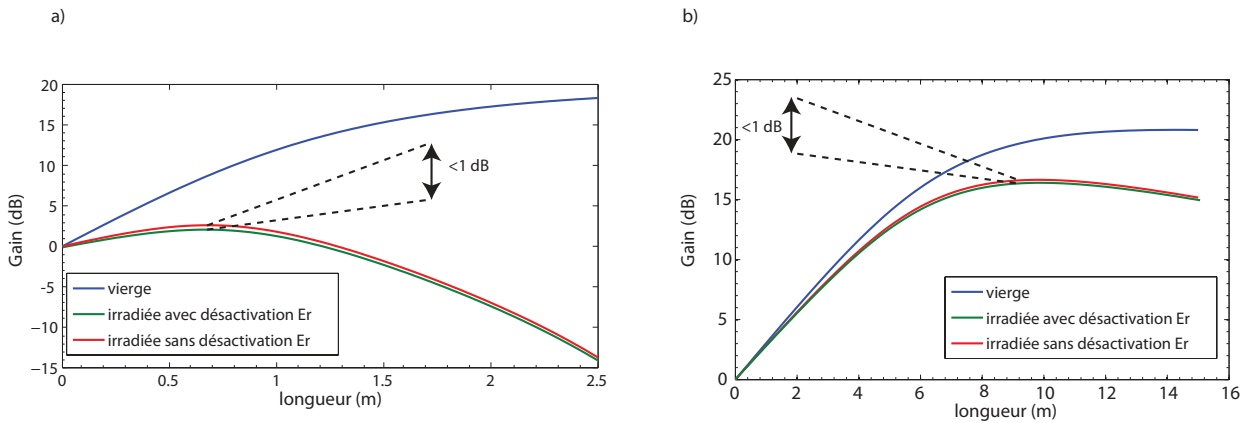


FIGURE 4.19 – Gain en fonction de la longueur (simulations) pour un dépôt de dose de 1 kGy avec et sans la désactivation de l'ion erbium : (a) pour une fibre fortement dopée en erbium ($[\text{Er}] > 1000 \text{ ppm}$) et (b) pour une fibre faiblement dopée en erbium ($[\text{Er}] < 300 \text{ ppm}$).

désactivation de l'ion erbium reste inférieur à 1 dB. L'effet de l'ARI est donc un facteur prédominant sur la désactivation. Nous avons ensuite étendu cette analyse à l'ensemble des fibres à disposition

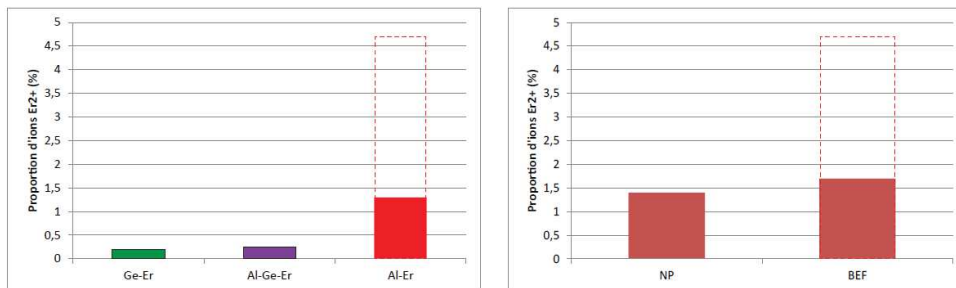


FIGURE 4.20 – Diagramme représentant la proportion d'ion divalent Er^{2+} formés dans les amplificateurs, après un dépôt de dose de 300 Gy à 0,4 Gy/h et sous éclairage constant : (a) suivant la composition des fibres et (b) pour des fibres aluminosilicatse suivant la technologie.

afin de comparer la proportion des ions erbium suivant la composition et la technologie des fibres. La figure 4.20 (a) décrivant la proportion d'ion Er^{2+} formée après un dépôt de dose de 300 Gy pour les amplificateurs, montre que les fibres germanosilicates permettent de diminuer la formation d'ion Er^{2+} toutes technologies confondues. Elles sont donc une voie de durcissement. Enfin, la figure 4.20 (b) compare quant à elle la technologie standard et nanoparticule sur les fibres aluminosilicates. Nous pouvons alors constater que les fibres nanoparticules permettent également de diminuer l'influence des ions Er^{2+} .

4.4 Solution de durcissement

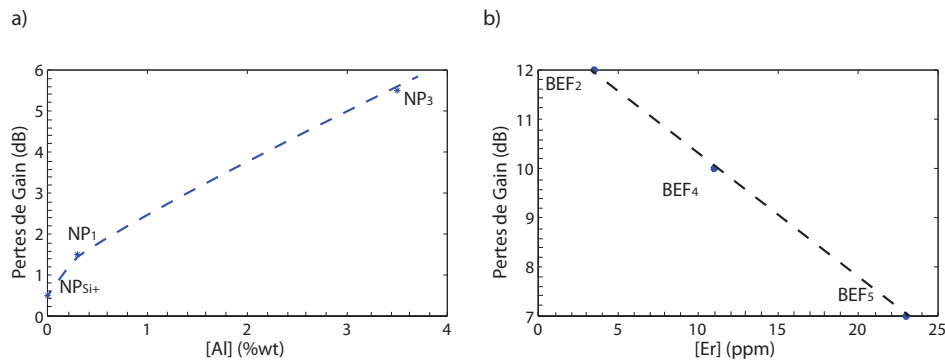
4.4.1 Influence de la composition et de la technologie

Afin de comprendre l'influence des dopants sur les performances des amplificateurs, nous avons reporté sur la figure 4.21(a) l'évolution des pertes de gain en fonction de la concentration d'aluminium pour une concentration d'erbium supposée fixe. Nous pouvons constater que les pertes de gain

Fibres	[Al] (%wt)	$\alpha_{1480}/\alpha_{Er}$	α_{max} (dB.m ⁻¹)	Perte de Gain (dB)	ARI_{980} (dB/m/Gy)	contribution Er ²⁺ de l'ARI (%)
NP_{Si+}	0	0,164	3.2	0,25	$0,38 \times 10^{-3}$	44%
NP_1	0-2	0,299	2.5	1	$1,35 \times 10^{-3}$	13%
NP_3	4-6	0,402	5.4	7,5	$12,7 \times 10^{-3}$	14%
NP_4	4-6	0,43	23	2,5	$17,8 \times 10^{-3}$	41%
BEF_1	0-2	0,303	4,5	0,8	$1,38 \times 10^{-3}$	20%
BEF_2	6-8	0,434	3,6	12	$15,7 \times 10^{-3}$	16%
BEF_4	6-8	0,45	11.5	8	$20,8 \times 10^{-3}$	31%
BEF_5	6-8	0,439	22	4	$19,6 \times 10^{-3}$	33%

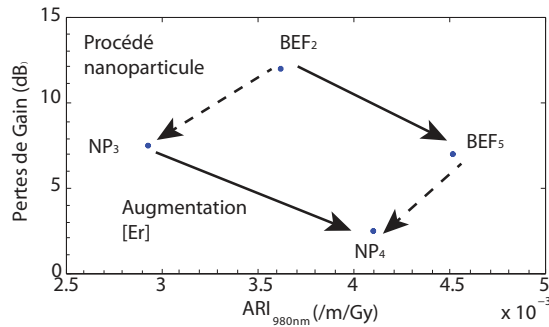
TABLE 4.5 – Description des caractéristiques des AOFDs testées en configuration *Booster*

augmentent en fonction de la teneur en aluminium, ce qui est déjà connu, car ce codopant introduit de nombreux pièges sous irradiation. La figure 4.21(b) montre quant à elle les pertes de gain en fonction de la concentration d'erbium pour une concentration d'aluminium fixe. Nous remarquons une diminution des pertes de gain quand la concentration d'erbium augmente. Nous pouvons interpréter ce résultat de deux façons : d'une part, lorsque la concentration d'erbium augmente, la longueur de l'amplificateur diminue, il est donc moins sensible aux irradiations ; d'autre part, comme nous avons pu le voir au chapitre précédent, il existe une compétition entre la présence de pièges liés à l'aluminium et la réduction d'erbium. Nous aurons donc une part de la dégradation liée aux ions Er²⁺ qui sera plus importante dans les fibres contenant beaucoup d'erbium. En effet, nous avons reporté sur le tableau 4.5 la proportion de l'ARI liée à l'erbium pour ces différentes fibres, calculée par la méthode décrite au chapitre 3 (voir 3.3.3). Nous pouvons constater que les résultats suivent la même tendance et que, pour les fibres fortement dopées, le changement de conformation de l'erbium est un facteur important.

FIGURE 4.21 – Pertes de gain en configuration *booster* en fonction (a) de la concentration d'aluminium pour une concentration d'erbium fixe et (b) de la concentration d'erbium pour une concentration d'aluminium fixe, (6-8 %wt).

Un autre aspect important à regarder et l'atout de la technologie *Nanoparticule*. Pour cela nous avons confronté les résultats des pertes de gain pour quatre fibres différentes. Les fibres BEF_2 et NP_3 présentent des performances de gain, des longueurs d'amplificateurs et des concentrations d'erbium similaires, de même que le couple BEF_5 et NP_4 . Nous avons reporté sur la figure 4.22 les pertes de gain pour ces quatre fibres en fonction de l'ARI à 980 nm et précisé les caractéristiques qui leur

correspondent. Nous pouvons constater que l'introduction maîtrisée de l'aluminium dans la fibre par la technologie *Nanoparticule* permet de diminuer également les pertes de gain. Néanmoins, il ne s'agit pas du seul paramètre à prendre en compte. En effet, comme nous avons pu le voir précédemment, une concentration élevée d'erbium est bénéfique, car cela permet de minimiser les pertes de gain. Or, ce raisonnement semble être contre-intuitif par rapport à la sensibilité intrinsèque des fibres.



Paramètres	BEF ₂ / NP ₃	BEF ₅ / NP ₄
L_{opt}	$15,7 \pm 0,3$	$4,2 \pm 0,9$
[Al] (%wt)	(6-8)/(4-6)	(6-8)/(4-6)
[Er] (ppm)	210/320	1320/1380

FIGURE 4.22 – Pertes de gain en configuration *booster* en fonction de l'ARI à 980 nm pour différentes fibres, associé à leur caractéristiques.

Pour résumer, pour minimiser la sensibilité d'un amplificateur aux irradiations, il est important d'avoir une concentration d'erbium élevée tout en maîtrisant la concentration d'aluminium qui peut être améliorée par la technologie *Nanoparticule*.

4.4.2 approche semi-empirique du durcissement

Connaissant les différents paramètres qui influencent la sensibilité des amplificateurs, nous allons proposer un critère de sélection afin de trouver un compromis entre les performances requises et les effets des irradiations. Nous avons pu constater que la sensibilité intrinsèque de la fibre, liée à sa composition, joue un rôle décisif. En effet, les fibres contenant peu d'aluminium ont une ARI plus faible et permettent l'obtention de meilleurs amplificateurs. Cependant, cette remarque est à nuancer : on observe que, pour des amplificateurs contenant une forte concentration d'aluminium et d'erbium, la réduction de gain est plus faible. Ceci peut s'expliquer d'une part par la longueur de l'amplificateur qui correspond à la démarche de Gusarov [12] et d'autre part par la concentration de défauts tel que les AIOHC (qui sont moins nombreux dans l'amplificateur puisque la présence de l'ion erbium permet une liaison ionique plus forte avec les molécules AlO_4^- et les rendent plus stables). A contrario, ces fibres vont avoir un taux d'ions Er^{2+} plus important, ce qui aura pour conséquence de réduire les performances des amplificateurs.

L'amplificateur ne peut pas être considéré comme une fibre en tant que telle mais bien comme un composant optique dont la fonction est d'amplifier la lumière. Il est donc important de ne pas considérer seulement la fibre le constituant mais aussi la longueur de l'amplificateur. Dans ce sens, il sera également important d'obtenir une dégradation sur l'intégralité de la fibre. Comme nous avons pu le voir, la longueur choisie pour un amplificateur dépend à la fois des puissances injectées mais aussi du dopage en erbium. Cette longueur est alors un autre facteur important à prendre en compte comme critère de durcissement. Ainsi, on peut dire que le critère important n'est pas uniquement l'ARI mais plutôt le produit de la longueur optimale L_{opt} par l'ARI. C'est l'intuition exploitée (intuitivement) par Gusarov et al. [12] pour la réalisation d'un amplificateur durci grâce à sa longueur réduite. De par ce critère, nous pourrions établir une nouvelle façon de classer les fibres erbium en vue de réaliser des amplificateurs résistants aux radiations. De plus, nous avons pu constater que l'ensemble des pièges ont une signature dans l'UV et le visible et que l'impact est plus important pour la longueur d'onde

de pompe. C'est donc cette absorption qui a été choisie pour obtenir le produit $L_{opt} \times ARI_{980}$. Le critère de sélection appelé facteur de mérite est donc défini de la façon suivante :

$$FOM^{-1} = L_{opt} \times ARI_{980} \quad (4.18)$$

Cette définition prend en compte à la fois la sensibilité intrinsèque aux radiations de la fibre dopée et l'aspect système développé par l'amplificateur avec la notion de longueur optimale. De plus, cet indicateur peut être décrit à l'aide des relations définissant la longueur optimale sur un amplificateur non irradié, en reprenant l'équation (4.2). Nous appelons alors ce facteur F_{irrad} :

$$F_{irrad} = FOM^{-1} = \frac{K_1}{\alpha_{Er}} \times ARI_{980} \quad (4.19)$$

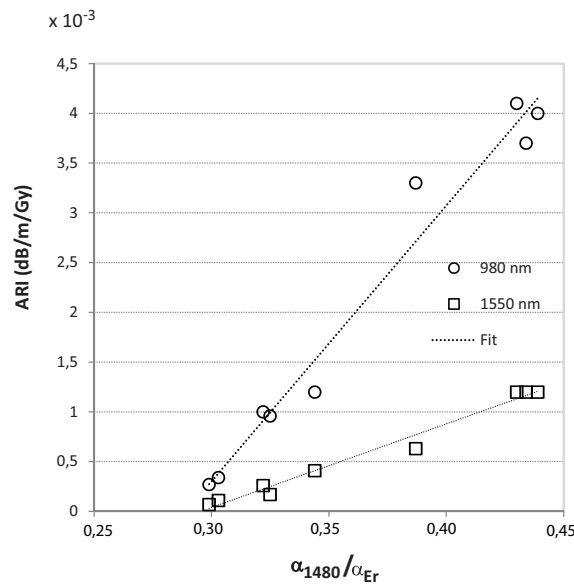


FIGURE 4.23 – ARI normalisée à 980 nm et 1550 nm en fonction du ratio $\alpha_{1480}/\alpha_{max}$.

Ensuite, nous avons tracé sur la figure (4.23), l'évolution de l'ARI pour un dépôt de 300 Gy à 0,4 Gy/h, en fonction du rapport $\alpha_{1480}/\alpha_{max}$. Nous pouvons constater une allure affine entre le ratio et l'ARI. Cette tendance ne semble pas dépendre de la technologie de dopage (Nanoparticule ou standard) ou des autres éléments de co-dopage identifiés : ceci confirme, encore une fois, que l'aluminium est le précurseur de défaut principal dans le cas d'une fibre alumino-silicate dopée erbium. Il est alors possible de définir la relation suivante :

$$ARI = K_2 \times \frac{\alpha_{1480}}{\alpha_{Er}} + K_3 \quad (4.20)$$

Les paramètres K_2 et K_3 dépendent aussi des conditions d'irradiation, principalement du débit de dose mais également de la longueur d'onde et de la puissance de pompe. Pour rendre notre analyse pertinente, nous avons exécuté ce travail dans les mêmes conditions, pour l'ensemble complet de fibres. Il est alors possible d'injecter l'équation (4.20), dans l'équation précédente pour obtenir un facteur dépendant seulement de paramètres technologiques, nous le nommons F_{Techno} :

$$F_{Techno} = FOM^{-1} = K_1 K_2 \frac{\alpha_{1480}}{\alpha_{Er}^2} + \frac{K_3 K_1}{\alpha_{Er}} \quad (4.21)$$

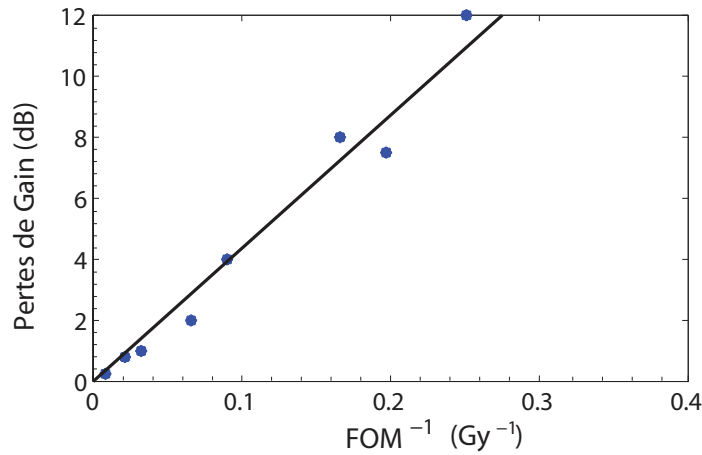


FIGURE 4.24 – Pertes de gain en fonction du facteur de mérite pour différentes fibres, pour une dose de 300 Gy et un débit de 0,4 Gy/h.

Pour notre configuration d'éclairement et d'utilisation, nous obtenons la relation :

$$F_{Techno} = FOM^{-1} = 4,6 \frac{\alpha_{1480}}{\alpha_{Er}^2} - \frac{1,34}{\alpha_{Er}} \quad (4.22)$$

La figure 4.24 montre les pertes de gain en fonction du facteur de mérite pour différentes fibres et pour une configuration amplificateur avec un éclairage permanent.

Cette nouvelle expression et la définition que nous avons pu donner avec l'équation (4.19) semblent concorder, comme le montre la figure 4.25 qui confronte les deux facteurs : F_{Irrad} et F_{Techno} . On peut noter que cette nouvelle expression doit donc permettre de concevoir et de développer des fibres en vue d'applications spatiales sans faire de mesures d'ARI au préalable. Cette loi empirique peut donner une orientation aux concepteurs de fibres pour développer des amplificateurs durcis. Il est alors essentiel d'obtenir un facteur de mérite FOM^{-1} le plus petit possible afin d'obtenir les meilleures performances. Pour notre étude, nous pouvons minimiser ce facteur pour un ratio $\alpha_{1480}/\alpha_{Er} \approx 0,3$.

4.4.3 Pertinence du facteur de mérite

La pertinence du facteur de mérite est évaluée à la fois en exécutant de multiples mesures de réduction de gain sur l'ensemble de nos fibres, mais également, en analysant un autre facteur important pour les télécommunications, qui est la bande passante de l'amplificateur.

Afin d'évaluer le compromis entre le facteur de mérite et la largeur de bande passante, nous avons reporté sur la figure 4.26 et pour l'ensemble des fibres à notre disposition la perte de gain et le ratio $\alpha_{1480}/\alpha_{Er}$ et en fonction du facteur de dégradation FOM^{-1} .

Nous pouvons observer que, pour obtenir une perte de gain inférieure à 2 dB, il faut alors un FOM^{-1} inférieur à $1,5 \text{ Gy}^{-1}$ ce qui permet d'obtenir une bande passante d'environ 20 nm. Cependant, ce résultat est présenté pour des mesures effectuées à un débit de 0,4 Gy/h : il serait alors intéressant d'obtenir un facteur de mérite pour des débits s'approchant de ceux du spatial. Néanmoins, ce facteur semble être pertinent pour évaluer le comportement d'un amplificateur erbium pour des applications sous environnements radiatifs. Il est important de remarquer que pour augmenter la

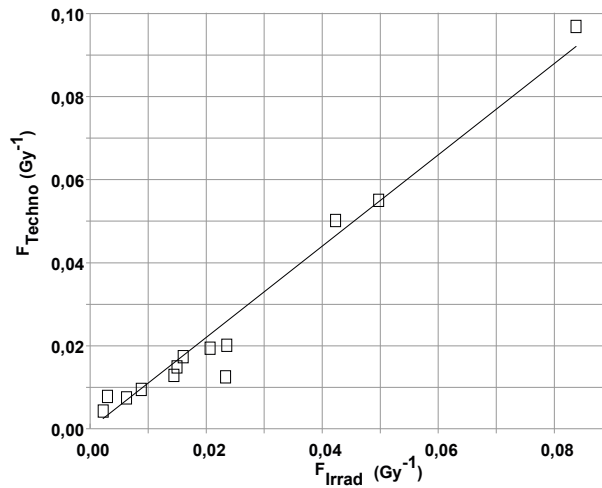


FIGURE 4.25 – Confrontation des deux facteurs de dégradation (ce graphique a été complété avec des fibres qui ne sont pas présentées dans ce manuscrit).

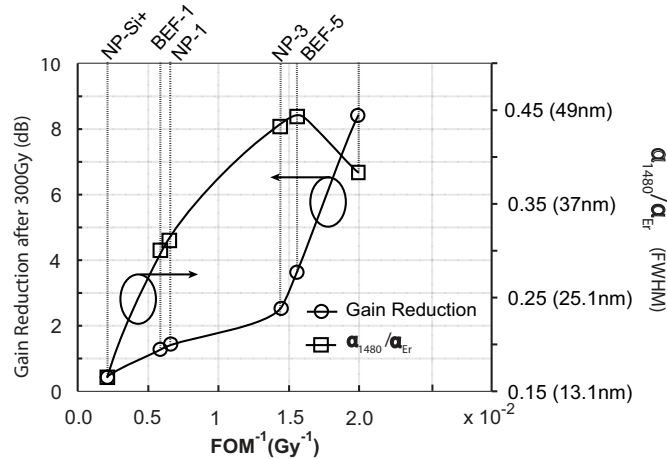


FIGURE 4.26 – Réduction du gain et l'élargissement spectral pour différentes fibres irradiées en fonction de leur facteur de mérite FOM^{-1} .

tenue aux radiations d'un amplificateur, il faudra diminuer la valeur du facteur de mérite FOM^{-1} , ce qui revient à diminuer le taux d'aluminium et à augmenter le taux d'erbium. De plus, comme nous avons pu le voir précédemment, nous constatons qu'il est plus important d'augmenter l'erbium que de diminuer la concentration d'aluminium : ceci rejoint le raisonnement sur la formation des pièges $AlOHC$, en grande partie responsables de la dégradation, qui doivent être réduits en jouant sur la compensation de charges des structures $AlO4^-/Er^{3+}$ et donc la réduction de la formation d' $AlOHC$.

4.4.4 Application du facteur de mérite par la simulation

Comme nous connaissons maintenant quels sont les critères importants à prendre en compte pour obtenir un amplificateur durci de manière expérimentale, nous proposons de retrouver ces résultats par la simulation. Pour ce faire nous avons repris la définition du facteur de mérite décrite par l'équation 4.18 avec des données issues seulement de la modélisation. Nous définissons alors le facteur de

simulation

$$F_{simu} = FOM^{-1} = L_{opt_{simu}} \times ARI_{980_{simu}} \quad (4.23)$$

avec $L_{opt_{simu}}$ et $ARI_{980_{simu}}$ issues de résultats de modélisation. De plus nous avons relevé la réduction de gain pour chaque amplificateur en appliquant le modèle d'amplificateur sous irradiations. La figure 4.27 confronte les résultats de simulations et expérimentaux de réduction de gain en fonction du facteur de mérite. Nous constatons une adéquation entre ces résultats ce qui permet d'avoir un outils de prédiction purement théorique sans avoir recours à des techniques expérimentales.

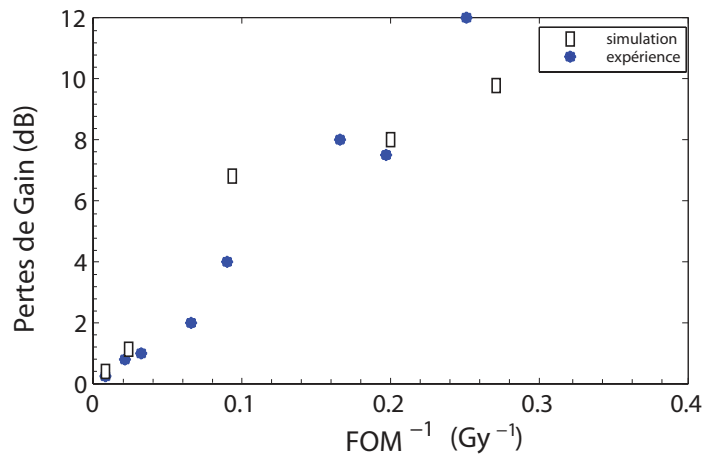


FIGURE 4.27 – Confrontation des résultats de simulation et expérimentaux des pertes de gain en fonction du facteur de mérite pour différentes fibres, pour une dose de 300 Gy et un débit de 0,4 Gy/h.

4.5 Obtention d'un amplificateur durci pour les télécommunications spatiales

Nous avons pu constater que ce critère de sélection permet d'avoir une information sur la sensibilité aux radiations de l'amplificateur. Nous avons alors appliqué ce critère sur l'ensemble de nos fibres à disposition afin de trouver la candidate idéale. C'est à dire une fibre répondant aux cahier des charges de TAS :

- une réduction de gain inférieure à 2 dB après 300 Gy ;
- une bande passante de 20 nm avec un gain supérieur à 18 dBm.

Lors de la thèse J.Thomas [3], une fibre nanostructurée sans aluminium avait montrée des performances, en termes de pertes de gain, très intéressantes. En effet, une réduction de gain de seulement 0,25 dB avait été relevé pour un dépôt de dose 300 Gy. Cependant, cette fibre ne peut convenir pour des applications de télécommunications. Effectivement, sa bande passante reste inférieure à 10 nm, ce qui limite son utilisation à des applications monocanal. La conclusion de ce résultat est qu'il est primordial d'avoir une quantité maîtrisée d'aluminium dans la fibre afin d'obtenir un amplificateur dit large bande. Le facteur de mérite prend en compte l'effet de bande passante au travers de l'expression du rapport $\alpha_{1480} / \alpha_{Er}$, il est alors possible de sélectionner une fibre ayant un minimum d'aluminium requis pour satisfaire les applications visées. Le facteur de mérite semble obtenir le meilleur score

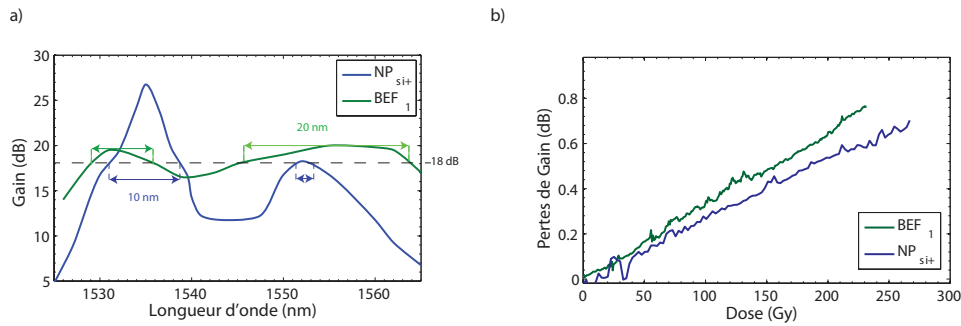


FIGURE 4.28 – a) Comparaison des spectres de gain des fibres NP_{si+} et BEF_1 après un dépôt de dose à 300 Gy à 0,4 Gy/h et b) Évolution des pertes de gain à 1550 nm pour un débit de 0,4 G/h.

pour un ratio $\alpha_{1480}/\alpha_{Er}$ de 0,3, au vu des résultats obtenus sur les fibres BEF_1 et NP_1 [4]. Nous avons reporté sur la figure 4.28(a), la comparaison des gains obtenus sur les fibres NP_{si+} et BEF_1 après un dépôt de dose de 300 Gy à 0,4 Gy/h. La fibre BEF_1 montre qu'il existe une fibre avec un procédé standard ayant une largeur de bande suffisante (20 nm) pour les applications spatiales et une réduction de gain minimale. En effet, nous pouvons observer que sur la figure 4.28(b), même si la perte de gain est plus importante pour la fibre BEF_1 que pour la fibre NP_{si+} , elle reste inférieure à la limite autorisée (moins de 1 dB après 300 Gy).

Comme nous avons pu le remarquer précédemment, l'atout de la technologie *nanoparticule* est qu'elle permet d'introduire une quantité minimum d'aluminium pour des performances de gain et de bandes passantes égales au procédé standard. Dans notre cas, nous avons à disposition la fibre NP_1 qui a une concentration d'aluminium identique à la fibre BEF_1 mais avec une concentration d'erbium qui est quasiment deux fois plus faible. Cette configuration fait que l'amplificateur est plus long ce qui a pour conséquence d'augmenter les pertes de gain. Comme nous avons pu le voir dans la section 4.2.1 les pertes de gain sont alors similaires entre ces deux fibres.

Il serait alors possible d'optimiser le résultat obtenu avec fibre BEF_1 par un procédé *nanoparticule*. Typiquement si l'on se réfère aux couples BEF_2/NP_3 et BEF_5/NP_4 , cette technologie permet de d'avoir un facteur deux sur le rapport le rapport des concentration $[Er]/[Al]$. Deux choix sont alors possibles pour transférer les performances de la fibre standard BEF_1 :

- avec une concentration d'erbium fixe et une concentration d'aluminium divisée par deux. Dans ce cas la longueur de l'amplificateur reste sensiblement identique. Nous appelons cette fibre NP_1^1 ;
- avec une concentration d'aluminium fixe et une concentration d'erbium multipliée par deux. Dans ce cas la longueur de l'amplificateur est plus courte ce qui permettrait d'être également un facteur pour réduire les pertes de gain. Nous appelons cette fibre NP_1^2 .

Nous avons alors simulé les pertes de gain pour ces deux cas. La figure 4.29 montre la réduction de gain obtenue pour ces deux fibres NP_1^1 et NP_1^2 avec un tableau contenant les concentrations d'erbium et d'aluminium ainsi que la longueur optimale. Nous remarquons que le résultat le plus pertinent est celui obtenu avec la fibre NP_1^2 . Ce résultat permet de justifier à la fois l'atout du procédé *nanoparticule* mais également l'emploi d'un amplificateur plus court contenant plus d'erbium comme le prédit la démarche de Gusarov [12].

Enfin, ce résultat permet également de justifier l'utilité d'un tel modèle. En effet, il prédit les performances d'un amplificateur sous irradiations suivant sa composition. Il s'agit d'un point important pour les industriels afin de concevoir un amplificateur durci pour l'environnement spatial.

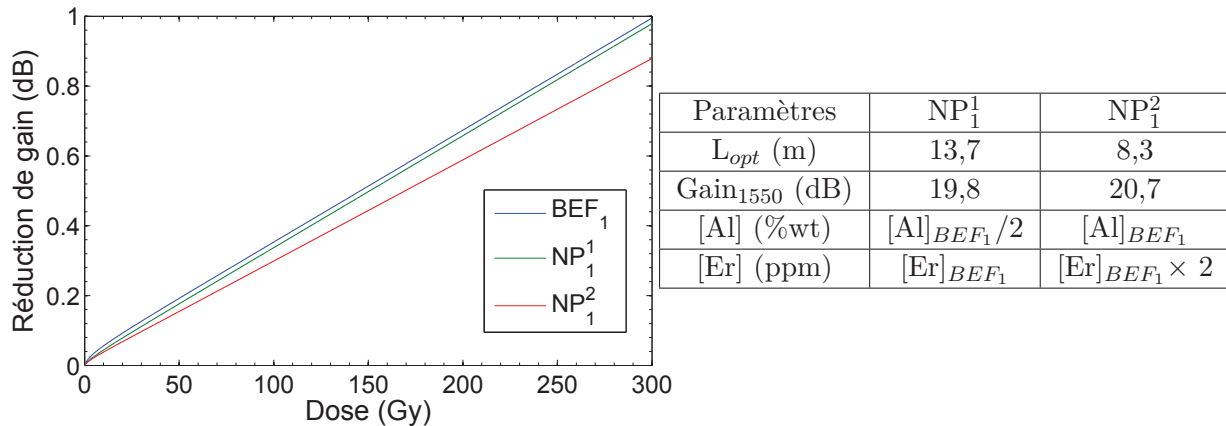


FIGURE 4.29 – Simulation des pertes de gain pour les fibres NP₁¹ et NP₁² après un dépôt de dose à 300 Gy à 0,4 Gy/h avec un tableau contenant la longueur optimale, le gain à 1550 nm après un dépôt de 300 Gy ainsi que les concentrations d’erbium et d’aluminium.

4.6 Application à la dosimétrie

Comme nous avons pu le voir dans ce chapitre, nous ne nous intéressons pas uniquement aux mécanismes de dégradation et de guérison qui interviennent lors des irradiations dans un verre, mais également à l’aspect propagatif de la lumière. En effet, si nous pouvons estimer que la limitation est uniforme dans la fibre, la puissance lumineuse suivant l’axe de propagation va, quant à elle, beaucoup varier ce qui impacte sur la dépendance longitudinale de la dégradation. Il est alors important, comme pour les amplificateurs, de prendre en compte cet aspect propagatif, car il aura un rôle non négligeable sur la guérison. Nous verrons dans un premier temps quels sont les critères requis pour obtenir un dosimètre, ainsi que l’importance de la notion de blanchiment.

4.6.1 Les différentes voies de la dosimétrie

Les applications de dosimètre à fibre sont multiples et variées. Elles couvrent plusieurs champs d’application dans les domaines du médical, du militaire et du nucléaire. Aussi les débits et les doses appliqués seront très différents suivant l’application. Cependant, comme nous pouvons le voir sur la figure 4.30 qui représente les domaines d’utilisation de quelques dosimètres à fibres existants et le tableau 4.6 qui lui est associé, il existe peu de fibres fonctionnant aux longueurs d’ondes des télécommunications. De plus, plusieurs méthodes d’interrogation peuvent être employées, soit en mesurant l’absorption radio-induite, soit en stimulant le matériau pour mesurer la luminescence de façon thermique, (TSL *Thermally Stimulated Luminescence*), soit de façon optique, (OSL *Optically Stimulated Luminescence*). Même si cette figure recense de manière non exhaustive les dosimètres existants, nous constatons que la plupart fonctionnent dans le domaine du visible. Ceci semble trivial du fait que l’ensemble des défauts ont une signature spectrale dans le visible et l’UV. Or, l’atout d’un dosimètre fonctionnant aux longueurs d’onde du proche infra-rouge présente un réel avantage : le coût des composants est moins élevé et les technologies existantes permettent un encombrement réduit tout en étant robustes.

Numéro	Dopants	Longueur d'échantillon	Sensibilité au débit	Sensibilité à la dose	Longueur d'onde	Phénomène	Refs.
1	P	m	oui	oui	560 nm	ARI	[13]
2	P	cm	non	oui	300 nm	ARI	[14]
3	Ge	mm	N.C	oui	300-800 nm	TSL	[15]
4	Ge	cm	oui	N.C	500 nm	OSL	[16]
5	Al Fe/CO	cm-m	non	oui	1310 nm	ARI	[17]
6	Cu	cm-m	N.C	oui	UV-VIS	ARI	[18]
7	F	cm	oui	non	1272 nm	OSL	[19]
8	-	cm	non	oui	530 nm	OSL	[20]

TABLE 4.6 – Description des applications de dosimètres à fibres

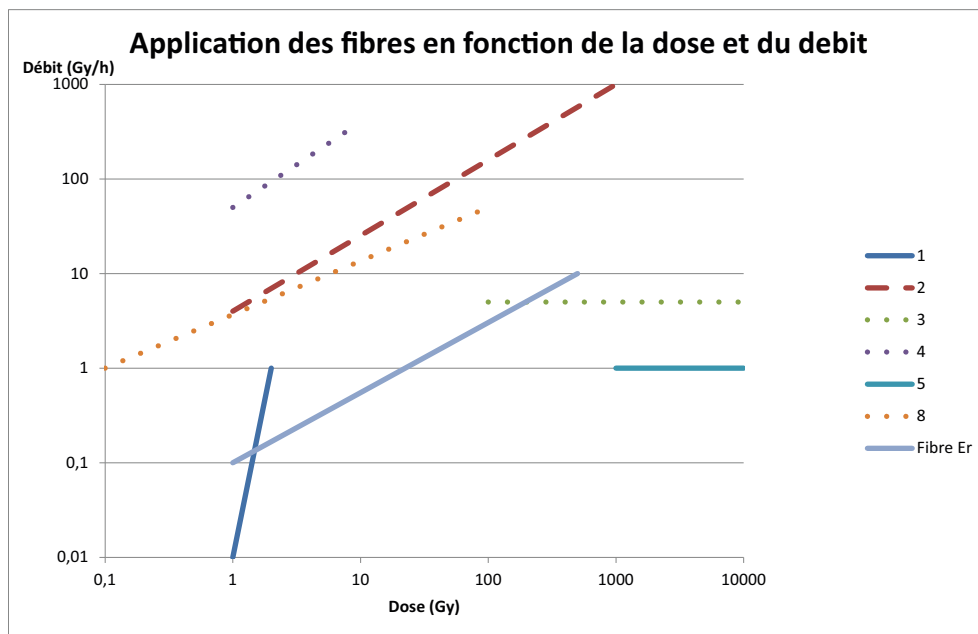


FIGURE 4.30 – Application des fibres en fonction de la dose et du débit.

4.6.2 Étude expérimentale de la sensibilité des fibres

L'étude de la sensibilité des fibres repose essentiellement sur la mesure de l'ARI sous irradiation. En effet, il s'agit de la configuration pour laquelle nous avons accès à la sensibilité intrinsèque de la fibre en fonction de sa composition. Cette étude est complétée d'un traitement de guérison post-irradiation. Pour cela nous regardons le comportement des fibres à température ambiante (afin de connaître la cinétique de guérison thermique) d'une part sans éclaircissement, et d'autre part sous l'effet de traitements de guérison optique à 980 nm tels que ceux décrits dans le chapitre 3. Nous savons que sur la diversité de fibres dont nous disposons, les fibres contenant de l'aluminium sont les plus sensibles aux irradiations, mais nous ne savons *a priori* rien sur la guérison. Nous avons classé l'ensemble des fibres par catégorie comme le montre la figure 4.31. La figure 4.31(a) montre la sensibilité des fibres en fonction de la guérison thermique, alors que la figure 4.31(b) illustre la répartition des fibres suivant la sensibilité au photoblanchiment. Nous avons classé ces fibres suivant trois catégories :

- celles qui sont insensibles à la guérison, c'est à dire que l'effet représente moins de 1 % de la

dynamique de dégradation ;

- celles qui ont une faible cinétique entre (1 et 10 %) ;
- et les fibres très sensibles où l'effet représente plus de 50 % de la dynamique de dégradation.

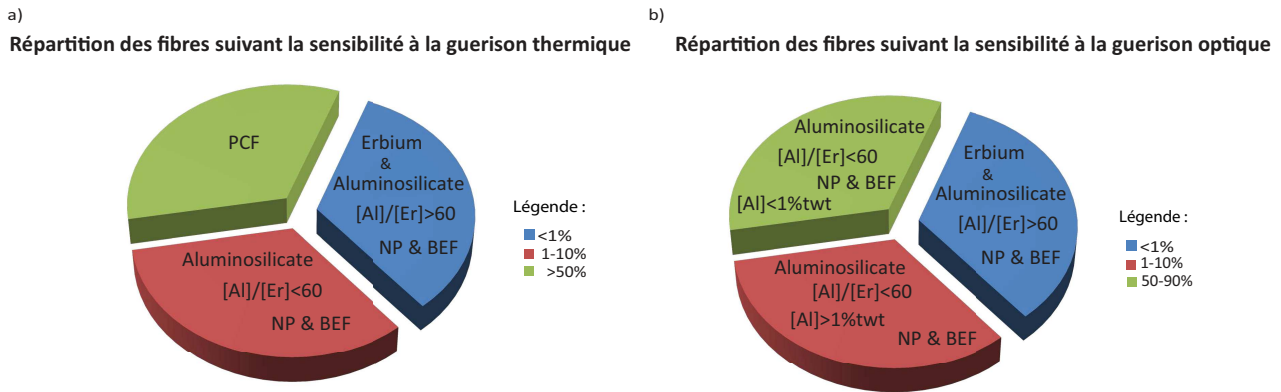


FIGURE 4.31 – Répartition des fibres suivant leur sensibilité à la guérison thermique ou optique.

En ce qui concerne la sensibilité à la température ambiante, nous remarquons que les fibres qui réagissent le plus à cet effet sont les fibres *PCF*. Il s'agit là essentiellement de fibres spéciales faites par le laboratoire du *PhLAM* à Lille avec un cœur verre sol-gel. Ces fibres de silice ne contiennent que de l'erbium et l'on peut penser que cette technologie implique un mécanisme différent des fibres conventionnelles. Ensuite, pour les fibres ayant une faible cinétique de guérison thermique, on retrouve essentiellement les fibres dopées à l'aluminium et contenant une quantité limitée d'erbium. Enfin dans le dernier groupe, on retrouve les fibres insensibles à la guérison : des fibres ne contenant soit que de l'erbium soit de l'erbium en forte concentration avec de l'aluminium. Ceci rejoint l'idée que ces deux types de fibres ont essentiellement une concentration d'ion Er^{2+} importante. Contrairement à l'aluminium qui permet de créer des pièges sensibles à une cinétique de guérison, l'ion Er^{2+} n'obtient pas une énergie assez conséquente pour pouvoir enclencher un processus inversé. Concernant les fibres fortement dopées en aluminium et erbium, les précurseurs de pièges liés à l'introduction d'aluminium dans la matrice de verre seront moins nombreux du fait de la présence d'ions erbium dans la même matrice.

4.6.3 Critères de sélection

Maintenant que nous avons répertorié les fibres suivant leur sensibilité à la guérison nous pouvons indiquer quelles sont les applications visées. Nous pouvons déjà définir deux familles, les dosimètres ré-initialisables et ceux qui sont mono-usage. Dans la première catégorie, nous trouvons les fibres *PCF* et les fibres alumino-silicate. La différence entre ces deux types de dosimètre est essentiellement la maîtrise du processus de guérison. En effet, pour les fibres *PCF*, le processus de ré initialisation ne peut être contrôlé, il peut donc être envisagé de les utiliser pour effectuer du monitoring sur une source d'irradiation afin de connaître son activité. Comme le montre la figure 4.32, ce type de fibre permet notamment d'avoir une information sur les ouvertures et fermetures de bunker lors de nos campagnes d'irradiations.

En ce qui concerne les fibres alumino-silicate, l'avantage est que la ré-initialisation doit être déclenchée optiquement et qu'elles sont très peu sensibles à la guérison thermique ambiante. Enfin, la seconde catégorie concerne les dosimètres utilisables une seule fois, principalement constitués

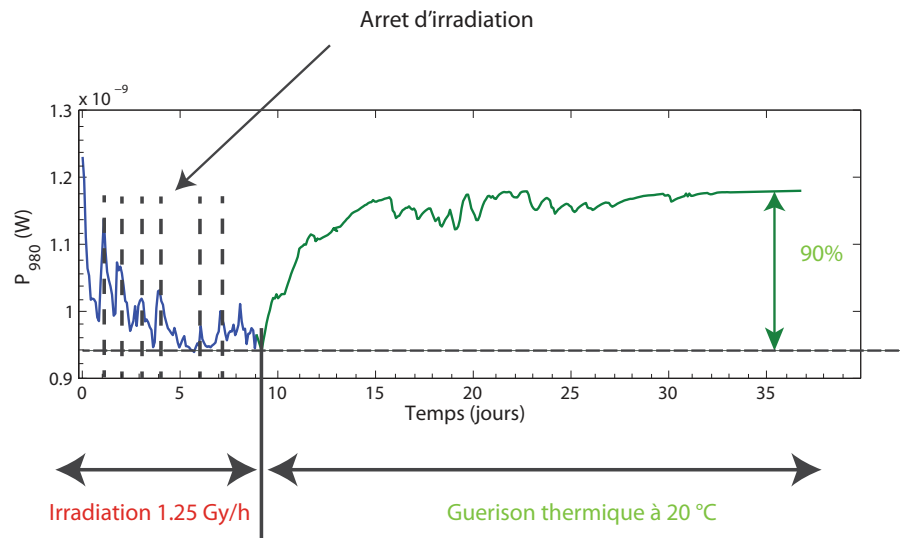


FIGURE 4.32 – Évolution de la puissance optique à 980 nm sous irradiation et post irradiation sur un échantillon de fibre *PCF*.

de fibres actives erbium, ces dosimètres peuvent trouver des applications dans le domaine spatial afin de connaître la dose reçue lors de la mission. Très stables, ils peuvent être éclairés avec des puissances conséquentes sans avoir un effet de guérison optique qui viendrait erroner la lecture. La figure 4.33 présente les résultats d'évolution de la puissance optique sur un échantillon sous irradiation et après irradiation à température ambiante. Nous pouvons observer que sur la figure 4.33(a) nous avons une guérison thermique non négligeable sur la fibre blanche BEF_{2W} qui présente un concentration d'aluminium importante, alors que la fibre BEF_5 qui contient une concentration d'aluminium similaire mais avec une concentration d'erbium élevé est insensible à la guérison.

4.6.4 Simulation et conception d'un dosimètre

Comme les amplificateurs un dosimètre est un composant, il est donc important de regarder les paramètres à l'échelle système. Un dosimètre est un capteur, il est donc défini par une sensibilité aux radiations, sa sensibilité au dépôt de dose peut être exprimer en $\text{dB.m}^{-1}.\text{Gy}^{-1}$. Son utilisation est donnée pour un domaine d'application qui peut se définir en terme de dose et de débit de dose. Pour éviter des mesures erronées par un processus de guérison optique ou thermique qui se manifeste par des pertes d'informations (*fading*), nous avons délibérément choisie une fibre mono-usage. C'est à dire une fibre avec une concentration d'erbium et d'aluminium importante car ces fibres sont peu sensibles à la guérison thermique et optique. Pour notre cas, nous avons utilisé le modèle de dégradation afin de définir les plages de fonctionnement d'un tel capteur avec la fibre BEF_5 . Nous reportons sur la figure 4.34 l'évolution de la sensibilité de la fibre en fonction de la dose déposée 4.34(a) et en fonction du débit de dose 4.34(b) pour une certaine dose donnée. Premièrement nous pouvons constater sur la figure 4.34(a) que la sensibilité est relativement stable pour une plage comprise entre 10^{-4} Gy et 10^5 Gy . Au delà de 10^5 Gy, la sensibilité décroît, ceci peut s'expliquer par le fait que le piège responsable de l'ARI atteint un niveau de saturation. L'ARI se stabilise elle n'est donc plus linéaire en fonction de la dose. Une remarque importante peut être faite sur la limite basse de la plage de fonctionnement : si d'un point de vue des caractéristiques de la fibre nous ne semblons pas être limités

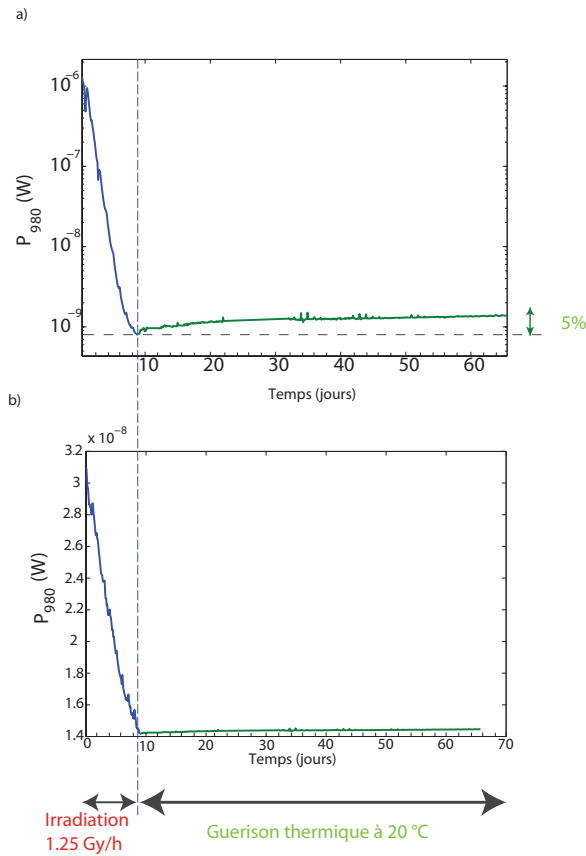


FIGURE 4.33 – Évolution de la puissance optique à 980 nm sous irradiation et post irradiation (a) sur un échantillon de la fibre BEF_{2W} et (b) sur un échantillon de la fibre BEF_5 où le rapport $\frac{[Al]}{[Er]} > 60$.

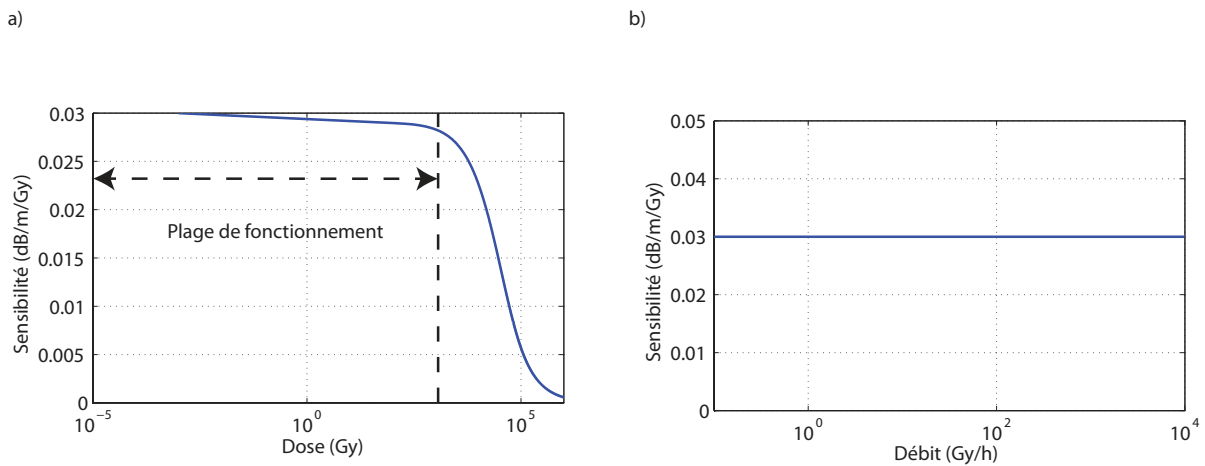


FIGURE 4.34 – Évolution de la sensibilité de la fibre BEF_5 à 980 nm $\text{dB}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{Gy}^{-1}$ (a) en fonction de la dose déposée pour un débit de 0,4 Gy/h (b) en fonction débit pour une dose déposée de 100 Gy.

par la plus petite valeur détectable, cela est à remettre en question d'un point de vue système avec l'ensemble de la chaîne de détection. En effet, la limitation d'un tel capteur passera également par la résolution de l'ensemble du dispositif (sensibilité des photodiodes, soudures, coupleurs...). Par exemple,

concernant notre banc de mesure, il nous est impossible d'avoir une sensibilité inférieure à $3 \cdot 10^{-4}$ dB.m⁻¹.Gy⁻¹. Secondement, concernant l'évolution de la sensibilité du capteur en fonction du débit (voir figure 4.34(b)) nous constatons que pour une dose donnée (ici typiquement 100 Gy) comprise dans la plage de fonctionnement du capteur (entre 10⁻⁴ Gy et 10⁵ Gy), la sensibilité ne semble pas être impactée par l'effet de débit. Cependant ces résultats mettent à l'épreuve les limites du modèle. En effet, nous n'avons pas de données expérimentales pour affirmer ces résultats, ils ont alors seulement une valeur qualitative. Notre modèle étant prédisposé pour fonctionner avec des débits et des doses relativement faibles, il n'est pas exclu que d'autres mécanismes interviennent sur les fibres comme nous avons pu l'évoquer dans le chapitre 2. De plus, concernant ce type de fibre nous avons observé des tendances de débit inverse. En effet, il a été observé que pour les fibres où l'effet de l'erbium prédomine dans la composition de l'ARI, la sensibilité de la fibre augmente alors que le débit diminue (pour une dose comparable). Cette tendance déjà exploitée en modélisation [21, 22] n'intervient pas dans notre modèle.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les caractéristiques et la sensibilité aux irradiations des fibres en tant que composants optiques que ce soit pour obtenir un amplificateur ou bien un dosimètre. La première partie de ce chapitre a été consacrée à l'étude des amplificateurs et de leurs performances avant, pendant et après irradiations. Deux approches ont été utilisées : la première est l'étude expérimentale de la réduction de gain sous irradiation avec différentes configurations d'éclairement et d'irradiations ; la seconde est la modélisation du fonctionnement d'un amplificateur sous irradiation. Cette modélisation a pu être validée par les différentes confrontations avec les expériences. En effet, notre modèle a été testé pour différentes doses et débits, mais également pour des fibres de différentes compositions. Ces deux études ont permis d'étudier l'impact du débit de dose pour extrapoler le fonctionnement des amplificateurs aux conditions spatiales mais également que la technologie *Nano-particules* avait un vrai potentiel pour fabriquer des amplificateurs durcis à faible coût, parce qu'elle permet de maîtriser l'environnement de l'erbium et d'introduire le minimum d'aluminium requis afin d'obtenir un amplificateur large bande. Remarquons cependant que ce modèle reste valable seulement pour une application de type *booster* car nous avons négligé les effets liés aux diverses transitions erbium qui viennent parasiter les performances des amplificateurs. De plus, nous avons déterminé et validé un critère permettant de sélectionner des fibres afin d'obtenir des amplificateurs durcis. Ce critère fait à la fois appel aux propriétés intrinsèques du composant telles que la longueur optimale par exemple mais également les propriétés intrinsèques de la fibre et sa composition. Enfin, la dernière partie de ce chapitre a été consacrée à l'étude de la dosimétrie par fibre. Nous avons exploré les différents critères importants à prendre en compte et classé nos fibres suivant leur sensibilité aux cinétiques de guérison et de dégradation, afin d'obtenir des dosimètres potentiellement ré-initialisables.

Bibliographie

- [1] FF Ruhl. Accurate analytical formulas for gain-optimised edfas. *Electronics Letters*, 28(3) :312–313, 1992.
- [2] Christian Hentschel and Edgar Leckel. Complete analysis of erbium-doped fiber amplifiers. *Technical Paper, HP 8153A Lightwave Multimater*, 1995.
- [3] Jérémie Thomas. *Impact de la nanostructuration des fibres dopées erbium sur leurs performances : Application aux contraintes du spatial*. PhD thesis, Montpellier 2, 2013.
- [4] Remi Dardaillon, Jeremie Thomas, Mikhael Myara, Stephane Blin, Alain Pastouret, Cedric Gonnet, and Philippe Signoret. Broadband radiation-resistant erbium-doped optical fibers for space applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 64(6) :1540–1548, 2017.
- [5] Michel JOINDOT. Fibres optiques pour télécommunications. *Les Techniques de l'Ingénieur, Dossier E*, 7(110) :05, 1999.
- [6] C Pask. Physical interpretation of petermann's strange spot size for single-mode fibres. *Electronics Letters*, 20(3) :144–145, 1984.
- [7] M Artiglia, Gianni Coppa, Pietro Di Vita, Marcello Potenza, and Anurag Sharma. Mode field diameter measurements in single-mode optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 7(8) :1139–1152, 1989.
- [8] DE McCumber. Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra. *Physical Review*, 136(4A) :A954, 1964.
- [9] C Barnard, P Myslinski, J Chrostowski, and M Kavehrad. Analytical model for rare-earth-doped fiber amplifiers and lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30(8) :1817–1830, 1994.
- [10] C Randy Giles, CA Burrus, DJ DiGiovanni, NK Dutta, and G Raybon. Characterization of erbium-doped fibers and application to modeling 980-nm and 1480-nm pumped amplifiers. *IEEE Photonics technology letters*, 3(4) :363–365, 1991.
- [11] E Desurvire. Erbium-doped fiber amplifiers - principles and applications. *wiley INTERSCIENCE*, 31(16) :2390–2392, 2002.
- [12] A Gusarov, Marco Van Uffelen, M Hotoleanu, H Thienpont, and F Berghmans. Radiation sensitivity of edfas based on highly er-doped fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 27(11) :1540–1545, 2009.
- [13] Mukul Chandra Paul, D Bohra, Anirban Dhar, Ranjan Sen, PK Bhatnagar, and Kamal Dasgupta. Radiation response behavior of high phosphorous doped step-index multimode optical fibers under low dose gamma irradiation. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 355(28-30) :1496–1507, 2009.
- [14] Sebastien 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. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 357(8-9) :1871–1874, 2011.
- [15] Mourad Benabdesselam, Franck Mady, Sylvain Girard, Yasmine Mebrouk, Jean Bernard Duchez, M Gaillardin, and Philippe Paillet. Performance of ge-doped optical fiber as a thermoluminescent dosimeter. *IEEE transactions on nuclear science*, 60(6) :4251–4256, 2013.
- [16] AKM Mizanur Rahman, HT Zubair, Mahfuza Begum, HA Abdul-Rashid, Z Yusoff, NM Ung, KA Mat-Sharif, WS Wan Abdullah, Ghafour Amouzad Mahdiraji, YM Amin, et al. Germanium-doped optical fiber for real-time radiation dosimetry. *Radiation Physics and Chemistry*, 116 :170–175, 2015.

-
- [17] Youngwoong Kim, Seongmin Ju, Seongmook Jeong, Jong-Yeol Kim, Nam-Ho Lee, Hyun-Kyu Jung, and Won-Taek Han. Gamma-ray irradiation-induced optical attenuation in co/fe co-doped alumino-silicate optical fiber for dosimeter application. *Journal of Lightwave Technology*, 32(22) :3791–3797, 2014.
- [18] Hicham El Hamzaoui, Youcef Ouerdane, Laurent Bigot, Geraud Bouwmans, Bruno Capoen, Aziz Boukenter, Sylvain Girard, and Mohamed Bouazaoui. Sol-gel derived ionic copper-doped micro-structured optical fiber : a potential selective ultraviolet radiation dosimeter. *Optics express*, 20(28) :29751–29760, 2012.
- [19] Diego Di Francesca, Sylvain Girard, S Agnello, Claude Marcandella, Philippe Paillet, Aziz Boukenter, FM Gelardi, and Youcef Ouerdane. Near infrared radio-luminescence of o2 loaded radiation hardened silica optical fibers : A candidate dosimeter for harsh environments. *Applied Physics Letters*, 105(18) :183508, 2014.
- [20] saint gobain crystals. <https://www.crystals.saint-gobain.com>.
- [21] J Thomas, M Myara, L Troussellier, E Régner, E Burov, O Gilard, M Sottom, and P Signoret. Experimental demonstration of the switching dose-rate method on doped optical fibers. In *International Conference on Space Optics—ICSO 2010*, volume 10565, page 105650V. International Society for Optics and Photonics, 2010.
- [22] Laurent TROUSSELLIER, Mikhael MYARA, Laurent DUSSEAU, Philippe SIGNORET, Olivier GILARD, Michel SOTOM, and Jean-Pierre DAVID. Enhanced-low-dose-rate-sensitivity of erbium doped silica optical fiber. *Proceeding of International Conference on Space Optics (ICSO)*, 2008.

Conclusion

Depuis plusieurs décennies, les télécommunications terrestres par voie optique ont suscité un fort engouement ; depuis maintenant plusieurs années, les principaux acteurs du domaine envisagent de reporter ce savoir-faire technologique au domaine spatial, afin de doper les communications inter-satellites, ainsi que les liaisons entre les satellites et les stations au sol. Cependant, de par sa nature radiative, le domaine spatial est un environnement hostile ; des caractérisations sont ainsi indispensables afin d'envisager des communications fiables. L'étude de la sensibilité aux radiations des fibres optiques est donc inéluctable. En outre, l'utilisation de certaines fibres actives permet également d'avoir une information sur la dose perçue par le satellite durant une mission donnée, et ouvre ainsi l'opportunité de développer un dosimètre embarqué à faible coût.

Durant cette thèse, nous avons cherché à comprendre les mécanismes intervenant au sein des fibres optiques passives ou actives dopées à l'erbium, sous irradiation et sous éclairage lumineux. Voici donc les principales questions qui ont alimenté cette thèse : comment concevoir un amplificateur durci ? ou comment concevoir une fibre avec une sensibilité très faible ?

L'objectif principal est donc d'abord d'étudier l'interaction lumière - matière afin de concevoir des amplificateurs optiques résistant aux radiations, tout en utilisant des fibres disponibles sur étagère, de compositions et de technologies différentes, sans rajouter de revêtements spécifiques. Pour ce faire, et cela représente notre première tâche, nous avons caractérisé expérimentalement différentes fibres industrielles. Ces diverses caractérisations ont permis d'obtenir des informations intrinsèques sur les fibres utilisées mais également sur leur utilisation en configuration amplificateur. Ces caractérisations ont été menées avant irradiation mais également pendant et après irradiation.

Notre deuxième tâche est de pouvoir prédire le fonctionnement d'un amplificateur sous contrainte radiative. Pour cela nous avons modélisé les phénomènes et mécanismes de dégradation intervenant dans une matrice vitreuse, pour connaître la sensibilité de nos fibres versus les radiations, pour différentes compositions chimiques.

Le premier objectif, qui se base sur des résultats expérimentaux a permis de mettre en évidence un critère de sélection afin d'obtenir un amplificateur durci. En effet, la conception d'un amplificateur résistant aux radiations, ou ayant du moins une sensibilité très faible, nécessite l'intégration de plusieurs paramètres tels que le niveau de gain, la bande passante, les pertes de gain permises pour une mission donnée, ... Il est donc primordial de faire une étude préliminaire avant irradiation pour connaître les deux premiers paramètres. Le dernier paramètre est quand à lui évalué à l'aide de tests expérimentaux en ligne simulant par voie accélérée le fonctionnement d'un amplificateur sous environnement radiatif. Pour cela, nous avons utilisé des débits de dose plus importants que ceux naturellement observés, afin d'obtenir les dépôts de dose visés sur un temps plus court. Cette étude complète nous a permis de mettre en lumière un compromis entre la résistance des fibres face aux radiations et la largeur de la bande passante de l'amplificateur, et de définir ainsi un critère de sélection. Lorsque la configuration de l'amplificateur est établie, ce critère, appelé facteur de mérite, apporte une information sur la sensibilité du composant. Ce facteur est à la fois basé sur les paramètres du système, comme la longueur optimale de l'amplificateur, mais également sur la sensibilité intrinsèque de la fibre et permet déjà de sélectionner en amont une fibre suivant sa composition. Bien qu'il s'agisse d'une loi empirique, la pertinence de ce facteur a pu être justifiée durant cette thèse pour une grande variété de fibres actives, de compositions chimiques différentes.

Grâce à cette règle, nous avons mis en évidence une fibre active dopée erbium, avec une longueur soigneusement choisie, et garantissant les fonctionnalités d'un AOFD *Amplificateur Optique à Fibre*

Dopée pour une largeur de bande de 20 nm, et montrant un gain de plus de 18 dB après un dépôt de dose de 300 Gy, sous un débit de 0,1 Gy/h. Ainsi, ce critère apparaît comme une aide à la décision forte, pour les industriels désirant concevoir des amplificateurs durcis.

Cette étude expérimentale a été conduite via le développement d'un banc de mesure automatisé complexe, permettant différentes configurations d'éclairement, soit pour une étude intrinsèque de la dégradation des fibres seules, soit pour une étude de la dégradation des amplificateurs optiques associés. Le premier volet se traduit par un étude de l'Absorption Radio-Induite *ARI* aux longueurs d'ondes d'intérêt : cette absorption est linéaire en fonction de la dose déposée pour notre domaine d'étude, à savoir un dépôt de 300 Gy et un débit compris entre 0,1 et 1,25 Gy/h ; de plus, l'ARI à 980 nm est plus forte qu'à 1550 nm. Le comportement linéaire peut s'expliquer par le fait que nous sommes au tout début de la croissance de la population des pièges et que l'évolution est régie par un comportement exponentiel ; il existe donc une saturation de la population des défauts qui se manifeste sous fortes doses. Concernant la valeur plus importante de l'ARI à 980nm, ceci s'explique par la présence de défauts majeurs qui ont une signature spectrale essentiellement prononcée dans le domaine des UV et du visible.

Le second objectif a été atteint à l'aide d'une étude bibliographique et expérimentale des mécanismes et des défauts se manifestant dans nos fibres sous irradiation. L'étude en ligne de l'évolution de l'absorption radio-induite tout au long du dépôt de dose a permis d'obtenir une information sur la sensibilité de nos fibres suivant leur composition. Il a été observé que l'ajout d'aluminium comme co-dopant dans les fibres est un élément qui augmente fortement leur sensibilité. Cependant, nous avons pu constater également que la concentration d'erbium peut toutefois limiter la création de défauts liés à l'aluminium. Ceci a pu être observé lors d'analyses spectroscopiques, en comparant des échantillons vierges et irradiés. Ces analyses, riches en informations, nous ont également apporté une connaissance supplémentaire sur la composition de l'absorption radio induite, suivant les concentrations des trois principaux dopants, à savoir le germanium, l'aluminium et l'erbium. Elles nous ont ainsi permis de proposer et d'étayer un modèle décrivant l'évolution de la création de défauts et les mécanismes mis en jeu lors des irradiations.

De plus, pour obtenir un modèle capable de simuler les effets des irradiations sur un amplificateur, un autre aspect est à prendre en considération : le photoblanchiment. En effet, une cinétique de guérison des pièges avec l'éclairement procuré par le laser de pompe est également importante. Pour ce faire, une étude expérimentale sur la guérison optique en ligne et post irradiation a permis de compléter le modèle de dégradation afin de prendre en compte la compétition de ces cinétiques de dégradation et de guérison. L'atout de ce modèle est de pouvoir comprendre les mécanismes qui régissent la dégradation en fonction de la composition chimique de la fibre. Cette information est essentielle afin d'élaborer une fibre capable de résister au mieux aux radiations. Les concordances de ce modèle ont pu être justifiées pour une application particulière de l'amplificateur. En effet, nous avons pris un cas simple permettant de négliger les effets liés aux autres transitions énergétiques de l'erbium : absorption à l'état excité, échange énergétique entre ions erbium ... Néanmoins pour obtenir un modèle complet, il serait souhaitable de combiner le modèle d'amplificateur développé dans la thèse précédente [3] et ce modèle de dégradation afin d'obtenir un modèle utilisable pour toutes les applications. Ce travail a permis d'établir un lien entre l'aspect microscopique avec l'apparition des défauts et leur occurrence, et l'aspect macroscopique, notamment les grandeurs quantifiables telles que les puissances ou l'absorption, aux 2 longueurs d'onde intérêt : 980 nm et 1550 nm.

Pour conclure, ce travail de thèse a donné lieu à une meilleure compréhension des mécanismes de dégradation et de guérison intervenant dans les fibres optiques sous irradiation. Il a permis de faire

avancer l'étude des fibres actives durcies, en proposant un critère de sélection fiable, et également a partir d'un modèle de prédiction.

Enfin, dans le cadre de perspectives scientifiques, l'étude de la sensibilité de certaines fibres permet d'envisager un autre domaine d'utilisation : la dosimétrie par fibre optique active. En effet, nous avons observé des comportements différents suivant la composition des fibres ou leur technologie de fabrication.

De plus, l'étude approfondie de la guérison optique a permis de mettre en avant un processus permettant d'effacer les données de dégradation afin de pouvoir réutiliser le capteur une fois irradié. Il existe donc un potentiel conséquent avec ces fibres, permettant l'obtention de dosimètres avec des technologies existantes ; seules les quantités d'erbium ou d'aluminium doivent être maîtrisées, afin de répondre aux demandes envisagées. En outre, il serait pertinent de comparer l'efficacité de la guérison pour différentes longueurs d'onde : une étude comparative, à puissance constante, entre la longueur d'onde de pompe actuelle à 980 nm et une longueur d'onde plus basse de l'ordre de 600 nm serait intéressante afin de quantifier l'énergie nécessaire pour activer le processus de guérison optique. Un autre point envisageable pour la suite de cette étude serait la guérison par effet thermique, et la confrontation avec la guérison optique, sur des grandeurs telles que la puissance et la température, afin de mieux cerner encore les mécanismes de guérison.

Annexe 1 : Calcul de la température dans une fibre sous éclairage

Cette annexe présente les calculs permettant d'obtenir la température dans le cœur d'une fibre optique à partir de la puissance injectée.

Ce calcul fait intervenir à la fois des phénomènes physiques liés aux domaines de la thermique et à l'optique. Cependant la température est une grandeur physique couramment utilisée pour définir une sensation de chaleur. Or, elle traduit un transfert thermique entre deux corps qui est une quantité d'énergie. Ce transfert thermique véhiculé dans un corps est défini par trois modes : la convection, la conduction et le rayonnement. Pour l'exprimer dans la matière nous devons donc prendre en compte la géométrie de la fibre. La figure 4.35 illustre la forme cylindrique de la fibre. Nous définissons les trois rayons des couches successives de notre fibre : a , le rayon du cœur, b le rayon de la gaine optique et c celui du coating. L'axe de propagation z est l'axe longitudinal. Pour évaluer la température dans une

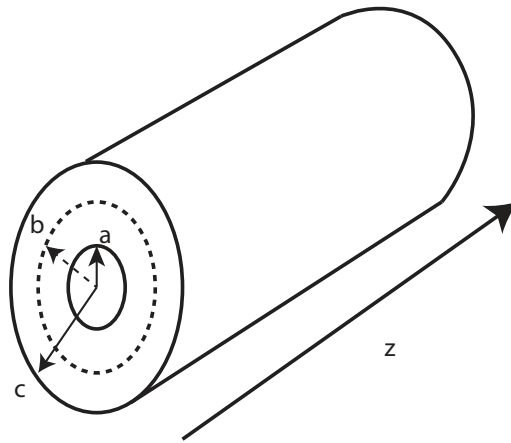


FIGURE 4.35 – Coupe d'une fibre optique .

fibre, nous avons repris de la littérature [1] l'équation de la chaleur qui définit la température du cœur, en $^{\circ}\text{C}$, d'une fibre optique, suivant l'axe de propagation, à partir de ces paramètres géométriques et thermiques et de la densité de puissance de chaleur, Q (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$) :

$$T_c(z) = T_{amb} + \frac{Q(z)a^2}{4h_1} \left(1 + \ln\left(\frac{b}{a}\right) + \ln\left(\frac{c}{b}\right) + \frac{2h_1}{bh_2} \right) \quad (4.24)$$

où T_{amb} est la température ambiante dans le cœur de la fibre, $h_1 = 1,34 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ est la conductivité thermique, et $h_2 = 0,34 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$ est le coefficient de transfert thermique par convection, sont des constantes traduisant la dissipation de la chaleur dans la fibre. Pour notre calcul, nous avons repris des valeurs issues de la littérature [2]. Comme nous pouvons le constater dans cette équation la seule inconnue est la variable Q .

D'un point de vue optique l'émission de chaleur se traduit par l'apparition de phonons. En effet, lorsqu'un photon est absorbé par la matière cela se manifeste par le passage d'un état fondamental à excité d'un atome. Afin de revenir à l'état fondamental ce dernier libère une quantité d'énergie soit de manière radiative (photon) soit de manière non radiative (phonon). Cette recombinaison non radiative procure une certaine quantité d'énergie qui peut se convertir par de la chaleur. Il se trouve alors que

pour les fibres dopée erbium, une excitation à 980 nm procure à la fois une recombinaison radiative, l'émission spontanée et non radiative, transition entre le niveau ${}^4I_{11/2}$ et ${}^4I_{13/2}$. Il est alors possible de calculer la densité de chaleur par rapport au rendement quantique :

$$Q(z) = \frac{P(z)(1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_s})}{\pi a^2} \quad (4.25)$$

où $P(z)$ représente la puissance de pompe se propageant sur l'axe longitudinal, a le rayon du cœur de la fibre et λ_p et λ_s respectivement la longueur d'onde de pompe (980 nm) et du signal (1550 nm). Pour notre cas, nous avons cherché à obtenir le scénario où nous avons le plus d'émission non radiative, c'est à dire le plus d'absorption, afin d'avoir une densité de chaleur la plus importante, les voici :

- les fibres passives : l'atténuation à 980 nm est composée surtout de la diffusion Rayleigh et l'absorption à 980 nm reste très faible ;
- les fibres actives : comme décrit précédemment, il est possible de calculer la température d'une fibre erbium. Cependant avec des puissances de pompe inférieure au W, l'élévation de température reste faible de l'ordre de quelques dixième de °C.
- les fibres passives irradiées : l'absorption supplémentaire procurée par les irradiations vont induire une transition non radiative. En effet, nous avons jamais observé de fluorescence due aux défauts avec une excitation à 980 nm. Il est donc possible que les photons absorbés génèrent une quantité d'énergie thermique.

comme nous avons pu le voir nous avons déduit que pour évaluer l'élévation de température dans le cœur d'une fibre, le cas le plus pertinent sont les fibres passives irradiées qui ont une absorption radio induite importante. Pour cette raison nous avons calculé la densité de puissance de chaleur pour la fibre BEF_2 . Nous avons alors défini la valeur de la densité de chaleur par la relation suivante en se basant sur l'équation 4.25 :

$$Q(z) = \frac{P(z)(1 - \exp(-\alpha_{ARI}z))}{\pi a^2} \quad (4.26)$$

Ainsi, nous avons calculé l'élévation de température sur un échantillon irradié de 2 m de la fibre BEF_2 . La figure 4.36 montre l'évolution de l'élévation de température moyenne sur la longueur du tronçon en fonction de la puissance de pompe injectée. Nous pouvons constater que la température dans le cœur est proportionnelle à la puissance injectée. Nous pouvons en déduire qu'une puissance de 100 mW peut augmenter la température de 10 à 15 °C tout au plus. Il faut des puissances de l'ordre du W pour dépasser les 100 °C.

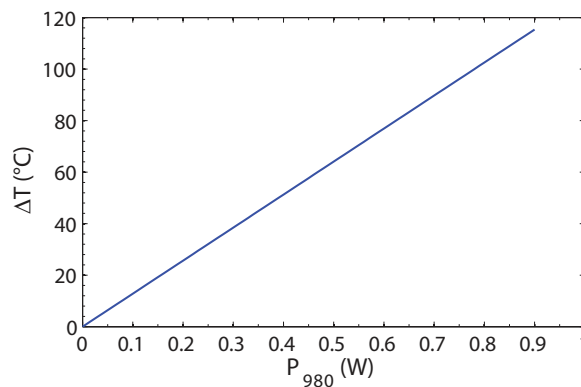


FIGURE 4.36 – Évolution de la température moyenne dans le cœur de la fibre BEF_2 irradiée après un dépôt de dose de 300 Gy à 0,4 Gy/h en fonction de la puissance injectée à 980 nm.

Bibliographie

- [1] Maryam Eilchi and Parviz Parvin. Heat generation and removal in fiber lasers. In *Fiber Laser*. InTech, 2016.
- [2] David C Brown and Hanna J Hoffman. Thermal, stress, and thermo-optic effects in high average power double-clad silica fiber lasers. *IEEE Journal of quantum electronics*, 37(2) :207–217, 2001.

Annexe 2 : Description des fibres pour la comparaison expérience/simulation

Le tableau 4.7 répertorie la composition des fibres utilisées pour la comparaison entre les résultats expérimentaux et de simulation, illustrée sur la figure 3.9, avec un jeu de paramètres fixe où seuls les concentrations des fibres sont choisies comme paramètres d'entrés.

Fibres	Technologies	Concentrations		
		Er ppm	Al (%wt)	Ge (%wt)
1	NP	150	<1	>20
2	NP	650	1-2	<5
3	NP	140	1-2	<5
4	NP	240	1-2	<5
5	NP	320	1-2	<5
6	NP	120	0	>20
7	NP	190	0	>20
8	NP	320	3-6	<5
9	NP	1390	3-6	<5
10	NP	1100	3-6	<5
11	BEF	690	6-8	<5
12	BEF	0	6-8	<5
13	BEF	280	<1	>20
14	BEF	210	6-8	<5
15	BEF	1320	6-8	<5
16	BEF	450	6-8	<5
17	BEF	0	<1	>20

TABLE 4.7 – Description des fibres utilisées pour la comparaison entre les résultats expérimentaux et de simulation.

Annexe 3 : Description des paramètres utilisés pour la comparaison expérience/simulation pour le modèle d'amplificateur irradié

Paramètres	Unité	Valeurs		
		BEF_1	BEF_2	NP_3
Γ_p	-	0,3	0,29	0,35
Γ_s	-	0,45	0,65	0,3
α_{diffp}	m^{-1}	0,03	0,02	0,02
α_{diffs}	m^{-1}	0,023	0,08	0,08
A_{21}	s^{-1}	$11,2 \times 10^{-3}$	$11,2 \times 10^{-3}$	$11,2 \times 10^{-3}$
σ_p^{abs}	m^2	$9,07 \times 10^{-25}$	$15,3 \times 10^{-25}$	$5,3 \times 10^{-25}$
σ_s^{abs}	m^2	$3,98 \times 10^{-25}$	$17,98 \times 10^{-25}$	$7,98 \times 10^{-25}$
σ_s^{em}	m^2	$7,8 \times 10^{-25}$	$13,83 \times 10^{-25}$	$10,8 \times 10^{-25}$
Γ_{32}	s^{-1}	1×10^5	1×10^5	1×10^5

TABLE 4.8 – Description des paramètres des fibres utilisées pour l'étude de comparaison entre les données de simulation et expérimentales.

Le tableau 4.8 décrit les paramètres utilisés pour la confrontation entre les données expérimentales et de simulation pour le modèle d'amplificateur irradié.

Annexe 4 : Description des paramètres utilisés pour les illustrations des modèles du chapitre 1.

Paramètres	Valeurs	Unité
N_{tot}	5×10^{25}	m^{-3}
A_{21}	$11,2 \times 10^{-3}$	s^{-1}
A_{32}	1×10^6	s^{-1}
σ_{21}	5×10^{-25}	m^2
σ_{12}	5×10^{-25}	m^2
σ_{13}	5×10^{-24}	m^2

TABLE 4.9 – Valeurs des paramètres pour le modèle à 3 niveaux utilisé au chapitre 1.

Paramètres	Valeurs	Unité
σ_s^{abs}	5×10^{-25}	m^2
σ_s^{em}	5×10^{-25}	m^2
σ_p^{abs}	5×10^{-24}	m^2
Γ_p	0,3	-
Γ_s	0,5	-
P_p	0,2	W
P_s	0,001	W
α_{diff_p}	0,05	m^{-1}
α_{diff_s}	0,05	m^{-1}

TABLE 4.10 – Valeurs des paramètres pour le modèle d'amplificateur utilisé au chapitre 1.

Table des figures

1	Vu d'artiste de l'inauguration d'un sémaphore par Claude Chappe (1763-1895).	1
2	Evolution de la capacité d'une ligne de transmission optique depuis son avènement en 1974 [1],[2].	2
3	(a) Spectre d'absorption d'une fibre de transmission (G652). (b) progrès de la technologie des fibres de transmission dans les années 1990-2000.	4
4	Vue d'artiste de l'environnement radiatif spatial [4]	4
5	Différents types d'environnement radiatifs	5
6	Contexte de collaboration de travail sur le projet ANR <i>Nanofiber</i>	9
1.1	Représentation 2D de la silice cristalline et la silice vitreuse.	12
1.2	Spectres de transmission de plusieurs verres infrarouges comparé à la silice (SiO ₂). ZBLAN et GRAND sont des verres halogénures à base de fluor. As ₂ S ₃ , 2SG, le TeXAs et TeX sont des verres de chalcogénures. Les transmissions sont données pour des échantillons de quelques millimètre longs [1].	12
1.3	Contribution de l'atténuation d'un fibre passive de télécommunication, type G652, en fonction de la longueur d'onde	13
1.4	Illustration du phénomène de diffusion Rayleigh.	14
1.5	Schématique d'une fibre optique.	14
1.6	Propagation de la lumière dans un guide monomode dans le proche IR et multimode	15
1.7	(a) Constante de propagation normalisée b en fonction de la fréquence normalisée [3] dans une fibre à saut d'indice. (b) Différents modes de Bessel.	16
1.8	Autres structures d'indices pour les fibres durcies : (a) Image MEB d'une fibre dopée erbium microstructurée, (b) structure d'indice dans une fibre à gaine enterrée.	18
1.9	Notion de section efficace	19
1.10	Absorption d'un photon	19
1.11	Emission spontanée d'un photon	20
1.12	Emission stimulée d'un photon	21
1.13	Saturation de l'absorption	22
1.14	Spectroscopie des ions terres-rares trivalents[7]	23
1.15	Bande passante optique des différents Amplificateur Optique à Fibre Dopée <i>AOFD</i> suivant leurs compositions en terre rare	24
1.16	Mécanismes d'amplification à partir d'un modèle à 3 niveaux	24
1.17	Principe de l'amplification d'un signal à 1550nm par pompage d'un morceau de verre dopé Er^{3+}	25
1.18	(a) Evolution des populations et (b) gain d'une lame de verre d'erbium, en fonction de la puissance de pompe. En considérant les paramètres décrits en annexe 4 page 159.	26
1.19	Dégénérescence d'un niveau d'absorption par effet Stark	27
1.20	Elargissement homogène et inhomogène.	27
1.21	Illustration du phénomène de <i>spectral hole burning</i>	28
1.22	Sections efficaces d'absorption et d'émission autour de 1550 nm d'une fibre dopée erbium	28
1.23	Illustration des phénomènes de Quenching et d'Upconversion	29
1.24	Effet de l'aluminium sur les spectres d'absorption de fibres dopées erbium avec un tableau décrivant la composition des fibres.	30
1.25	Schéma simplifié d'un AOFD en régime co-propagatif	31

1.26	Illustration de l'évolution des puissances de pompe et signal en fonction de la longueur de la fibre, les paramètres utilisés sont ceux décrits en annexe 4 page 159.	32
1.27	Illustration de l'évolution de la puissance signal en fonction de la longueur de la fibre pour différentes concentrations d'erbium	32
1.28	Etape de fabrication d'une fibre avec le procédé MCVD : (a) Fabrication de la préforme (b) Retreint de la préforme et (c) Etape de fibrage.	33
1.29	Procédé "Standard"	34
1.30	Encapsulation d'un ion erbium par une Nanoparticule d'aluminium.	35
1.31	Procédé "Nanoparticule"	36
1.32	Illustration de solution dopante d'une nanoparticule : (a) de silice, (b) d'alumine.	36
1.33	Elargissement inhomogène du gain en technologie Nanoparticules d'aluminium et en technologie standard. Le taux d'aluminium global est deux fois inférieur pour la fibre en Nanoparticules d'aluminium par rapport à la fibre standard [16].	37
2.1	Schémas représentatifs des différentes interactions du rayonnement ionisant avec la matière : (a) effet photo électrique, (b) effet Compton et (c) effet de matérialisation.	41
2.2	Sections efficaces normalisées au poids considérant les différentes interactions rayonnement gamma versus matière en fonction de leur énergie [3].	43
2.3	(a) représentation d'une structure idéale de silice cristalline. (b) Représentation d'une structure réelle de verre de silice avec ses différents défauts intrinsèques	44
2.4	Représentation des centres ODC(I) et ODC(II).	46
2.5	Diagramme de Skuja illustrant les changements d'espèce dans un verre de silice [5].	46
2.6	Représentation SiE'[6].	47
2.7	Représentation du centre NBOHC[6].	47
2.8	Représentation du centre POR [6].	48
2.9	Représentation du centre STH [9].	48
2.10	Représentation des tétraèdres de silice et de germanium présents dans une matrice vitreuse.	49
2.11	Représentation des centres Ge1 et Ge2.	50
2.12	Représentation du centre GeE'.	50
2.13	Représentation du centre Ge-NOBHC.	51
2.14	Représentation d'un tétraèdre d'alumine présent dans une matrice vitreuse.	52
2.15	Représentation du centre AlOHC.	52
2.16	Représentation du centre Al-E'.	52
2.17	(a) Courbes d'absorption de quelques ions divalents des terres rares. (b) Spectroscopie de l'ion Er ³⁺ [20].	53
2.18	Représentation de l'évolution de la quantité d'un piège (ici Ge(1) et Ge(2)) en fonction de la dose déposée dans une préforme et dans une fibre [26]	55
2.19	Diagramme représentant les mécanismes de formation des précurseurs et de pièges sous irradiations gamma pour de faibles doses pour la silice, le germanium, l'aluminium et l'erbium.	56
2.20	Diagramme énergétique associé au modèle de R. Chen. La transition en typographie contour symbolise la guérison optique introduite à partir du modèle original.	57
2.21	Effet de débit inverse : (a) selon le modèle de R. Chen [27], calculé après irradiation et (b) mesuré en cours d'irradiation et en l'absence de guérison optique.	58
2.22	Evolution des différentes populations en fonction du temps	59

2.23	Diagramme énergétique associé au modèle de dégradation d'une matrice vitreuse incluant l'effet de la transformation de l'ion erbium [33].	60
2.24	Représentation du banc d'analyse spectroscopique utilisant la méthode de <i>CutBack</i> . . .	61
2.25	(a) Spectres d'absorption sur fibres passives, BEF_{1W} et BEF_{2W} , vierges. (b) Spectres d'absorption sur fibres passives, BEF_{1W} et BEF_{2W} et SMF_{28} irradiées à 300 Gy et 0,4 Gy/h	64
2.26	Spectres d'absorption sur fibres alumino-silicates actives vierges et irradiées à 300 Gy pour des fibres à concentrations d'erbium différentes et concentration d'aluminium fixe >6%wt. (a) concentration d'Erbium inférieure à 1000 ppm, b) concentration d'erbium supérieure à 1000 ppm.	64
2.27	Spectres d'absorption de la fibre NP_{Si+} vierge et irradiée à 300 Gy	65
2.28	Spectres d'absorption de différentes fibres alumino-germano-silicate actives vierges et irradiées à 300 Gy.	66
2.29	Spectres d'absorption radio induite des fibres actives NP_{Si+} et BEF_5 et passive SMF_{28} irradiées à 300 Gy montrant la contribution de l'ion divalent Er^{2+}	66
2.30	Spectres d'absorption des fibres germano-alumino-silicates passives irradiées à 300 Gy et sous éclairage optique à 200 mW à 980nm.	67
2.31	Spectres d'absorption des fibres alumino-silicates actives irradiées à 300 Gy et sous éclairage optique à 200 mW à 980 nm pour des fibres à concentrations d'erbium différentes : (a) inférieures à 1000 ppm et (b) supérieures à 1000 ppm.	68
2.32	Spectres d'absorption de la fibre NP_{Si+} irradiées à 300 Gy et sous éclairage optique à 200mW @980nm.	69
2.33	Spectres d'absorption de la fibre BEF_1 irradiées à 300 Gy et sous éclairage optique à 200 mW à 980 nm.	69
2.34	Bande d'absorption des défauts répertoriés dans des fibres de silice contenant du germanium et de l'aluminium	70
2.35	Illustration des différents critères technologiques et systèmes a prendre en compte pour le durcissement d'un amplificateur	72
3.1	Modèle de dégradation d'un verre de silice contenant du germanium, de l'aluminium et de l'erbium.	81
3.2	Evolution des populations en fonction du temps des différents éléments introduits dans le modèle	82
3.3	Spectres d'absorption de fibres irradiées à 300 Gy contenant une concentration massique d'aluminium comprise entre 6 et 8% et une concentration d'erbium variable.	85
3.4	Diagramme représentant les mécanismes de formations des précurseurs et de pièges sous irradiations gamma pour de faibles doses pour la silice, le germanium, l'aluminium et l'erbium	86
3.5	Illustration des compétitions intervenant sur la présence des pièges	88
3.6	(a) Spectre d'absorption d'une fibre dopée erbium autour de 1550nm. (b) Largeur à mi-hauteur du spectre d'absorption en fonction du rapport $\frac{\alpha_{1480}}{\alpha_{max}}$	89
3.7	Effet du taux d'aluminium sur l'élargissement du spectre d'absorption	90
3.8	Schéma du banc expérimental permettant la mesure en ligne de la dégradation des fibres.	93
3.9	(a) Evolution de l'ARI à 980 nm pour une fibre germano-alumino-silicate dopée erbium pour des données expérimentales et de simulation pour un débit de 0,4 Gy/h. (b) Confrontation des données d'ARI en dB/m/Gy à 980 nm pour l'ensemble des fibres à disposition pour un débit de 0,4 Gy/h obtenu sans réajustement de paramètres.	94

3.10	Illustration du changement d'espèce chimique (a) par excitation thermique et (b) par excitation optique.	96
3.11	Illustration de l'évolution de la distribution $p_{20}(E)$ au cours du temps. La fonction H symbolise l'avancement temporel et Ed l'énergie de démarcation décrite dans la section suivante 3.5.3.	98
3.12	Evolution de l'ARI à 980 nm sous éclairage optique à puissance constante pour deux longueurs d'onde différentes 980 nm et 1550 nm pour une fibre alumino-silicate passive.	99
3.13	ARI sous éclairage optique à 980 nm pour une fibre alumino-silicate passive BEF_{2W} (a) en fonction du temps, (b) en fonction de l'énergie déposée.	100
3.14	(a) Inverse du temps t_m nécessaire pour d'obtenir une certaine valeur d'ARI sous éclairage lumineux en fonction de la puissance lumineuse P_{opt} en échelle logarithmique. (b) Illustration d'un point de mesure de t_m en fonction des trois puissances optiques d'éclairage.	101
3.15	(a) Représentation de la courbe maîtresse effectuée pour une guérison avec quatre puissances différentes pour la fibre BEF_{2W} . (b) Représentation de la fonction de distribution dérivée de la courbe maîtresse et de l'approximation par une fonction gaussienne.	103
3.16	(a) Distribution de la population du piège p_2 en fonction de l'énergie cumulée pour quatre fibres à compositions différentes. (b) Description des quatre fibres étudiées. La largeur de la distribution paraît augmenter avec la concentration d'aluminium.	103
3.17	Représentation des paramètres des gaussiennes obtenues expérimentalement en fonction du taux d'aluminium (a) Valeur de l'écart type. (b) Valeur de l'espérance mathématique.	104
3.18	Exemple d'évolution de l'ARI post irradiation pour différentes puissances injectées, pour la fibre BEF_{2W} : ARI simulée (traits pointillés) et mesurée (trait plein)	105
3.19	Exemple d'évolution de l'ARI post irradiation pour différentes puissances injectées, pour la fibre BEF_1 : simulée (traits pointillés) et mesurée (trait plein).	106
4.1	Architecture typique d'un AOFD	111
4.2	Spectres de sortie pour les applications : (a) booster (b) PréAmplificateur	111
4.3	(a) <i>cutBacks</i> pour la configuration <i>booster</i> sur différentes fibres dopées Er et (b) évolution de la longueur optimale en fonction de l'absorption maximale α_{Er}	112
4.4	Principe de la mesure de spectre de gain à l'aide de deux lasers	114
4.5	Comparaison des méthodes de mesure du spectre de gain extraite de la référence [3].	114
4.6	Banc expérimental pour la mesure du gain	114
4.7	Spectres de gain normalisés en sortie d'amplificateur en configuration <i>booster</i> réalisés avec les fibres NP_4 et NP_{Si+}	115
4.8	Spectres de gain en sortie d'amplificateur en configuration <i>booster</i> réalisés avec la fibre BEF_1 pour différentes longueurs [4]. Pour notre cas d'étude, la valeur de la longueur optimale est obtenue pour $L_{opt} = 15,6$ m	115
4.9	(a) Comparaison de la réduction de gain pour deux configurations différentes : amplificateur constamment allumé et amplificateur éteint sur la fibre BEF_1 pour un débit de 0,4 Gy/h. (b) Comparaison de l'ARI à 1550 nm en configuration amplificateur éteint et en configuration ARI pour la fibre BEF_1 à 0,4 Gy/h	117
4.10	Réduction de gain pour différents compositions de fibres des amplificateurs constamment allumés pour un débit de 0,4 Gy/h	117
4.11	Spectres de gain en sortie d'amplificateur en configuration <i>booster</i> réalisé avec la fibre BEF_1 pour différentes configurations	118

4.12	(a) Évolution de la puissance à 1550 nm en fonction de la longueur pour la fibre BEF_1 vierge et irradiée (1,25 Gy/h, 300 Gy), par la méthode de cutback. (b) Évolution de la puissance à 1550 nm en fonction de la longueur pour la fibre BEF_2 vierge et irradiée (1,25 Gy/h, 1 kGy), par la méthode de cutback.	119
4.13	Réduction de gain sur la fibre BEF_1 pour différents débits	120
4.14	Schéma représentant les contributions intervenant sur le Gain	121
4.15	Vue en coupe de l'intensité lumineuse (en noir) et du profil d'indice (en gris) d'une fibre dopée	123
4.16	Perte de Gain en fonction de la dose à 0,4 Gy/h pour différentes fibres en configuration <i>Booster</i> et éclaircissement permanent. Les résultats expérimentaux sont en traits pleins et les simulations en lignes pointillées. L'ensemble des paramètres de modélisation sont présentés en annexe 3, page 157.	126
4.17	Cutback mesurées (points) et de simulées (lignes) pour l'évolution de la puissance à 1550 nm en fonction de la longueur. (a) pour la fibre BEF_1 vierge et irradiée (0,4 Gy/h à 300 Gy) et (b) pour la fibre BEF_2 vierge et irradiée (1,25 Gy/h à 1 kGy).	127
4.18	Résultats expérimentaux et de simulation de la variation de la perte de gain en dB à 300 Gy pour la fibre BEF_1 en fonction du débit et pour un dépôt de dose de 300 Gy.	128
4.19	Gain en fonction de la longueur (simulations) pour un dépôt de dose de 1 kGy avec et sans la désactivation de l'ion erbium : (a) pour une fibre fortement dopée en erbium ($[Er] > 1000\text{ppm}$) et (b) pour une fibre faiblement dopée en erbium ($[Er] < 300\text{ppm}$).	129
4.20	Diagramme représentant la proportion d'ion divalent Er^{2+} formés dans les amplificateurs, après un dépôt de dose de 300 Gy à 0,4 Gy/h et sous éclaircissement constant : (a) suivant la composition des fibres et (b) pour des fibres aluminosilicate suivant la technologie.	129
4.21	Pertes de gain en configuration <i>booster</i> en fonction (a) de la concentration d'aluminium pour une concentration d'erbium fixe et (b) de la concentration d'erbium pour une concentration d'aluminium fixe, (6-8 %wt).	130
4.22	Pertes de gain en configuration <i>booster</i> en fonction de l'ARI à 980 nm pour différentes fibres, associé à leur caractéristiques.	131
4.23	ARI normalisée à 980 nm et 1550 nm en fonction du ratio $\alpha_{1480}/\alpha_{max}$	132
4.24	Pertes de gain en fonction du facteur de mérite pour différentes fibres, pour une dose de 300 Gy et un débit de 0,4 Gy/h.	133
4.25	Confrontation des deux facteurs de dégradation (ce graphe a été complété avec des fibres qui ne sont pas présentées dans ce manuscrit).	134
4.26	Réduction du gain et l'élargissement spectral pour différentes fibres irradiées en fonction de leur facteur de mérite FOM^{-1}	134
4.27	Confrontation des résultats de simulation et expérimentaux des pertes de gain en fonction du facteur de mérite pour différentes fibres, pour une dose de 300 Gy et un débit de 0,4 Gy/h.	135
4.28	a) Comparaison des spectres de gain des fibres NP_{si+} et BEF_1 après un dépôt de dose à 300 Gy à 0,4 Gy/h et b) Évolution des pertes de gain à 1550 nm pour un débit de 0,4 G/h.	136
4.29	Simulation des pertes de gain pour les fibres NP_1^1 et NP_1^2 après un dépôt de dose à 300 Gy à 0,4 Gy/h avec un tableau contenant la longueur optimale, le gain à 1550 nm après un dépôt de 300 Gy ainsi que les concentrations d'erbium et d'aluminium.	137
4.30	Application des fibres en fonction de la dose et du débit.	138
4.31	Répartition des fibres suivant leur sensibilité à la guérison thermique ou optique.	139

4.32	Évolution de la puissance optique à 980 nm sous irradiation et post irradiation sur un échantillon de fibre <i>PCF</i>	140
4.33	Évolution de la puissance optique à 980 nm sous irradiation et post irradiation (a) sur un échantillon de la fibre <i>BEF_{2W}</i> et (b) sur un échantillon de la fibre <i>BEF₅</i> où le rapport $\frac{[AI]}{[Er]} > 60$	141
4.34	Évolution de la sensibilité de la fibre <i>BEF₅</i> à 980 nm $\text{dB.m}^{-1}.\text{Gy}^{-1}$ (a) en fonction de la dose déposée pour un débit de 0,4 Gy/h (b) en fonction débit pour une dose déposée de 100 Gy.	141
4.35	Coupe d'une fibre optique	151
4.36	Évolution de la température moyenne dans le cœur de la fibre <i>BEF₂</i> irradiée après un dépôt de dose de 300 Gy à 0,4 Gy/h en fonction de la puissance injectée à 980 nm.	152

Liste des tableaux

1	Composants WDM testés sous irradiation, d'après [7, 8, 9].	7
1.1	Description des paramètres pour le modèle à 3 niveaux.	25
1.2	Description des fibres testées issues de la technologie de dopage classique MCVD.	35
1.3	Description des fibres basées sur la technologie de dopage "Nanoparticules" MCVD.	36
2.1	Présentation de l'évolution de la quantité de principaux défauts en fonction de l'augmentation des trois paramètres de fibrage : température, tension, vitesse	54
2.2	Récapitulatif des principales propriétés des défauts présents dans les fibres sous irradiations.	55
2.3	Paramètres associés au modèle de R. Chen.	57
2.4	Paramètres associés au modèle de dégradation d'une matrice vitreuse.	60
2.5	Description des fibres utilisées pour l'étude de spectroscopie.	63
2.6	Tableau de synthèse sur l'étude de spectroscopie des fibres.	70
3.1	Tableau des taux de concentration des précurseurs pour les trois dopants présents en majorité.	87
3.2	Description des fibres utilisées pour le calibrage des sections efficaces d'absorption.	91
3.3	Paramètres du modèle de dégradation.	91
3.4	Composition de l'ARI à 980 nm de différentes fibres suivant la composition chimique	95
3.5	Paramètres du modèle de guérison optique.	98
4.1	Cahier des charges TAS.	110
4.2	Mesures de Gain pour les deux applications considérées.	112
4.3	Description des caractéristiques des AOFDs testées en configuration <i>Booster</i>	116
4.4	Description des paramètres pour le modèle à 3 niveaux.	122
4.5	Description des caractéristiques des AOFDs testées en configuration <i>Booster</i>	130
4.6	Description des applications de dosimètres à fibres	138
4.7	Description des fibres utilisées pour la comparaison entre les résultats expérimentaux et de simulation.	156
4.8	Description des paramètres des fibres utilisées pour l'étude de comparaison entre les données de simulation et expérimentales.	157
4.9	Valeurs des paramètres pour le modèle à 3 niveaux utilisé au chapitre 1.	159
4.10	Valeurs des paramètres pour le modèle d'amplificateur utilisé au chapitre 1.	159

