

# THÈSE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

École doctorale : Information Structures Systèmes

Discipline : Électronique, Composants et Systèmes

Présentée et soutenue publiquement le 13 décembre 2013 par

Jérémie THOMAS

## **Impact de la Nanostructuration des Fibres Dopées Erbium sur leurs Performances : Application aux Contraintes du Spatial.**

### **jury**

Wilfried BLANC	CR LPMC (Nice)	<i>Rapporteur</i>
Mohamed BOUZAOUI	PR PhLam (Lille)	<i>Rapporteur</i>
Anne-Marie JURDYC	CR LPCML (Lyon)	<i>Examineur</i>
Sylvain GIRARD	PR LHC(Saint Etienne)	<i>Examineur</i>
Matthieu LANCRY	MC ICMMO (Paris-Sud)	<i>Examineur</i>
Frédéric SAIGNÉ	PR IES (Montpellier)	<i>Examineur</i>
Philippe SIGNORET	PR IES (Montpellier)	<i>Directeur de thèse</i>
Mikhaël MYARA	MC IES (Montpellier)	<i>Co-directeur</i>
Ekaterina BUROV	Ingénieur, Draka/Prysmian	<i>Invité</i>
Denis LAVIELLE	Ingénieur, TRAD	<i>Invité</i>
Olivier GILARD	Ingénieur, CNES	<i>Invité</i>
Michel SOTOM	Ingénieur, TAS	<i>Invité</i>
Victor FARACI	Ingénieur, Alcatel-Lucent	<i>Invité</i>



# Remerciements

Le travail décrit dans ce manuscrit a été effectué au sein de l'Institut d'Electronique du Sud à l'Université de Montpellier II, 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 mon co-directeur Monsieur Mikhaël Myara, 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 Mohamed Bouazaoui, Professeur à l'université de Lille I, et Wilfried Blanc, Chargé de Recherche au LPMC de Nice, qui ont aimablement accepté de faire partie du jury en qualité de rapporteur.

Je remercie Madame Anne-Marie Jurdyc, Chargée de Recherche au LPCML de Lyon, et Monsieur Sylvain Girard, Professeur à l'université de Saint-Etienne, pour l'intérêt qu'ils portent à ce travail et leur participation à ce jury en tant qu'examineurs.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur Matthieu Lancry, Maître de Conférence à l'université de Paris Sud, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail à travers notre collaboration et pour avoir accepté de se joindre au jury.

Je suis très reconnaissant envers Monsieur Frédéric Saigné, Professeur à l'Université Montpellier II, pour sa participation à ce jury de thèse.

Je remercie également Madame Ekaterina Burov ainsi que Messieurs David Boivin et Alain Pastouret, ingénieurs à Prysmian/Draka Group, pour leur soutien scientifique et leur disponibilité. Merci également de m'avoir permis d'intégrer vos locaux pendant une semaine, cela a été une expérience très enrichissante.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Messieurs Michel Maignan et Michel Sotom, Ingénieurs à TAS, ainsi qu'à Monsieur Olivier Gilard du CNES pour leur collaboration au cours de ce travail de thèse. Je tiens également à les remercier quant à leur participation en tant que membres invités à ce jury de thèse.

Je remercie vivement les personnes impliquées dans les moyens d'irradiation et notamment Nathalie Chatry, Ingénieur à TRAD pour sa participation au jury de thèse.

Je remercie tout particulièrement Jean-Philippe Perez, Eric Picard et Benjamin Fétré pour leur contribution à ce travail de thèse. Je tiens à remercier également

Victor Faraci, Ingénieur chez Alcatel Lucent pour son aide technique et sa participation au jury.

Je remercie enfin l'ensemble des personnes qui ont su me soutenir, scientifiquement ou moralement, durant l'ensemble de ces trois années.

À ma famille, mes parents...

# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
Télécommunications par voie optique . . . . .	1
Applications Spatiales . . . . .	3
<b>1 Les fibres dopées terres-rares et leurs limites</b>	<b>11</b>
1.1 Introduction . . . . .	11
1.2 Principes de l'amplification optique . . . . .	12
1.2.1 Interaction lumière/matière . . . . .	12
1.2.2 Spectroscopie de l'ion erbium . . . . .	17
1.2.3 Influence de la matrice hôte . . . . .	17
1.2.4 Théorie de l'amplification optique . . . . .	22
1.3 L'amplificateur à fibre optique dopée erbium . . . . .	25
1.3.1 Guidage d'une onde lumineuse dans une fibre optique . . . . .	25
1.3.2 Facteur de confinement . . . . .	28
1.3.3 Autres structures guidantes . . . . .	30
1.3.4 Description de l'AOFD . . . . .	31
1.4 Limites intrinsèques . . . . .	35
1.5 Limites techniques : influence de la matrice hôte . . . . .	35
1.6 Dopage du verre : procédés classiques et nano-procédés . . . . .	40
1.6.1 Procédé(s) classique(s) . . . . .	40
1.6.2 Nanoparticules . . . . .	41
Conclusion . . . . .	44
<b>2 Modélisation avancée de l'AOFD et caractérisation de fibres dopées erbium</b>	<b>45</b>
2.1 Introduction . . . . .	45
2.2 Modèle d'amplificateur complété . . . . .	46
2.2.1 Description . . . . .	46
2.3 Etablissement des équations du modèle . . . . .	47
2.3.1 Evolution des populations . . . . .	47
2.3.2 Propagation des puissances optiques . . . . .	49
2.4 Caractérisation des paramètres fondamentaux des fibres erbium . . . . .	50
2.4.1 Paramètres opto/géométriques . . . . .	51
2.4.1.1 Diamètre de coeur . . . . .	51
2.4.1.2 Diamètre de mode . . . . .	51
2.4.1.3 Détermination du profil d'indice . . . . .	56
2.4.2 Paramètres du milieu actif . . . . .	58
2.4.2.1 Estimation du dopage erbium . . . . .	58
2.4.2.2 Estimation du taux d'aluminium . . . . .	59
2.4.2.3 Mesure de la durée de vie à l'état métastable . . . . .	60

2.4.2.4	Mesures de transmittances . . . . .	61
2.4.2.5	Détermination des sections efficaces . . . . .	63
2.4.2.6	Evaluation du quenching et du taux d'upconversion . . . . .	68
2.4.2.7	Exploitation de l'algorithme génétique sur des données expérimentales . . . . .	70
2.5	Etude de l'AOFD : grandeurs macroscopiques . . . . .	73
2.5.1	Mesures de gain . . . . .	73
2.5.2	Détermination expérimentale des longueurs optimales . . . . .	74
2.5.3	Validation du modèle avancé d'AOFD . . . . .	76
2.5.4	Platitude de gain . . . . .	77
2.5.5	Evolution de la platitude de gain en fonction de la longueur . . . . .	81
2.5.6	Etude du bruit d'intensité dans un AOFD . . . . .	82
2.5.6.1	Limite fondamentale de bruit pour un signal optique . . . . .	82
2.5.6.2	Facteur de bruit . . . . .	83
2.5.6.3	Cas de l'AOFD . . . . .	84
2.5.6.4	Mesures . . . . .	85
Conclusion	. . . . .	88
<b>3</b>	<b>Etude de la dégradation des fibres optiques en milieu radiatif</b>	<b>89</b>
3.1	Introduction . . . . .	89
3.2	Etude des défauts dans les fibres optiques . . . . .	90
3.2.1	Rayonnements ionisants et mécanismes d'interactions . . . . .	90
3.2.1.1	Cas des particules chargées . . . . .	90
3.2.1.2	Cas des particules neutres . . . . .	91
3.2.1.3	Choix des conditions d'irradiation . . . . .	93
3.2.1.4	Mécanismes de dégradation . . . . .	94
3.2.1.5	Notions de blanchiment/guérison . . . . .	95
3.2.2	Défauts dans les fibres optiques . . . . .	97
3.2.2.1	Verre en silice pure . . . . .	97
3.2.2.2	Fibres dopées . . . . .	98
3.2.3	Absorption Radio-Induite . . . . .	100
3.3	Durcissement des fibres dopées . . . . .	101
3.3.1	Etat de l'art . . . . .	101
3.3.2	Orientation de ce travail . . . . .	102
3.4	Modélisation des fibres sous irradiations . . . . .	103
3.4.1	Application à un matériau massif . . . . .	105
3.4.1.1	Modèle de base : le modèle dit de R. Chen . . . . .	105
3.4.1.2	Modèle de R. Chen complété . . . . .	106
3.4.1.3	Expériences numériques . . . . .	107
3.4.2	Estimation des paramètres du modèle de Chen . . . . .	108
3.4.3	Application à une fibre optique . . . . .	110
3.5	Caractérisation des fibres actives sous irradiations . . . . .	112
3.5.1	Etude qualitative : spectre d'ARI . . . . .	112
3.5.2	Etude quantitative : mesure de l'ARI en ligne . . . . .	113

3.5.2.1	Banc expérimental . . . . .	113
3.5.2.2	Influence de la guérison optique . . . . .	115
3.5.2.3	Influence de la guérison thermique . . . . .	116
3.5.2.4	Résultats . . . . .	117
3.5.2.5	Interprétation . . . . .	117
	Conclusion . . . . .	120
<b>4</b>	<b>Comportement de l'AOFD en environnement radiatif</b>	<b>121</b>
4.1	Introduction . . . . .	121
4.2	Etude en configuration co-propagative . . . . .	122
4.2.1	Configuration . . . . .	122
4.2.2	Evolution du gain en fonction de la dose . . . . .	122
4.2.3	Interprétation macroscopique : évolution de la longueur optimale . . . . .	124
4.2.4	Evolution du "Noise Factor" en fonction de la dose . . . . .	125
4.2.5	Limites des fibres "silice pure", compromis sur l'introduction d'aluminium . . . . .	126
4.3	Facteur de dégradation . . . . .	127
4.3.1	Sélection des fibres en vue de réaliser un AOFD . . . . .	127
4.3.2	Pertinence du facteur de dégradation . . . . .	129
4.4	Modélisation de l'AOFD sous irradiation . . . . .	131
4.4.1	Description . . . . .	131
4.4.2	Confrontation modèle/expérience . . . . .	133
4.4.2.1	Etalonnage du modèle . . . . .	133
4.4.2.2	Résultats : comparaison modèle-expérience . . . . .	133
4.4.2.3	Conséquences sur l'ARI . . . . .	137
4.5	Influence de la guérison optique : Approche expérimentale . . . . .	138
4.5.1	Pompe allumée en permanence . . . . .	138
4.5.2	Pompe et Signal allumés en permanence . . . . .	139
4.6	Configuration durcie . . . . .	140
	Conclusion . . . . .	142
	<b>Conclusion générale</b>	<b>143</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>147</b>
	<b>Liste des Figures</b>	<b>158</b>
	<b>Liste des Tableaux</b>	<b>165</b>



# Glossaire

**AEE** Absorption à l'Etat Excité.

**AOFD** Amplificateur à Fibre Dopée Erbium.

**ARI** Absorption Radio-Induite.

**BEF** Basic Erbium Fiber, Fibre "standard" codopée aluminium.

**ECDL** External Cavity Diode Laser.

**ESA** Selon le contexte : "European Space Agency" ou "Emission Spontanée Amplifiée".

**ESS** Emission Spontanée de la Source laser.

**FF** Far Field, Champ lointain.

**Gy** Gray, Unité de dose absorbée(1Gy = 100rad).

**HUC** "Homogenous UpConversion", Transfert d'énergie coopératif. Originellement appelé en français APTE pour "Addition de Photons par Transfert d'Energie"[1].

**Lopt** Longueur optimale. Dans un AOFD,  $L_{opt}$  correspond à la longueur de fibre dopée pour laquelle le gain est maximum.

**MCVD** Modified Chemical Vapour Deposition.

**MUX** Multiplexeur en longueur d'onde.

**NF** Selon le contexte : "Noise Factor", Facteur de Bruit ou "Near Field", Champ proche.

**NP** NanoParticles, Fibre codopée avec des nanoparticules d'alumine.

**NPSi** NanoParticles Silica, Fibre codopée avec des nanoparticules de silice.

**PIQ** Pair Induced Quenching.

**RPE** Résonance Paramagnétique Electronique.

**TEL** Transfert d'Energie linéique.

**WDM** Wavelength Division Multiplexing.



# Introduction générale

## Télécommunications par voie optique

La fibre optique, grâce à ses propriétés de guidage de la lumière exceptionnelles, a permis de franchir un cap important dans le domaine des télécommunications. Ainsi, les premiers réseaux fibrés ont fait leur apparition dans les années 1970 et ont permis une augmentation très significative des débits de transmissions. Comparativement à aujourd'hui, les distances couvertes par de tels réseaux étaient relativement courtes, de l'ordre de quelques km, étant donné l'atténuation linéique des fibres optiques de l'ordre de 20dB/km ; en effet, la technologie des sources laser imposait alors un fonctionnement dans la gamme des 800nm, et les fibres étaient souvent multimodes. Malgré cela, les performances étaient déjà exceptionnelles par rapport à celles des liaisons par paire torsadée en cuivre. Afin d'augmenter les distances, l'amplification des canaux à 800nm était donc indispensable. En l'absence d'amplificateur optique dans cette gamme de longueur d'onde, celle-ci était réalisée de manière électronique pour chaque canal de transmission optique, et permettait des débits de 100 Gb/s.km.

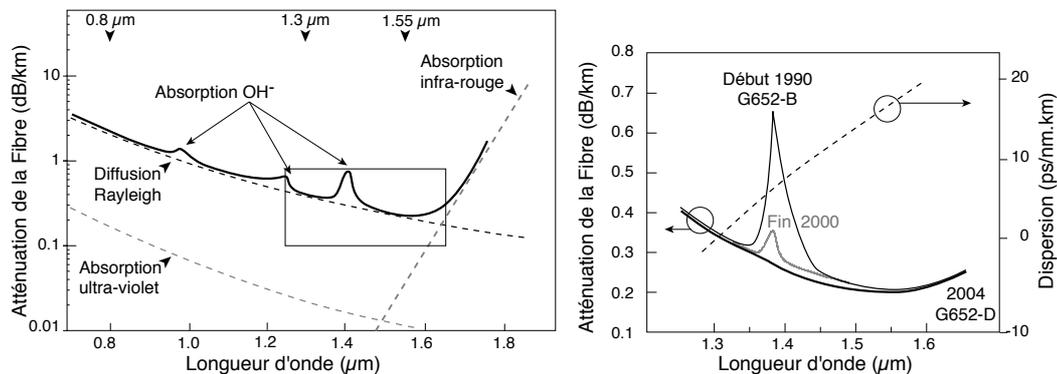


FIGURE 1 – a) Spectre d'absorption d'une fibre de transmission (G652). b) progrès de la technologie des fibres de transmission dans les années 1990-2000[2].

Dans les années 1990, les diodes laser InGaAsP émettant en continu à température ambiante ont vu le jour, ce qui a permis de travailler au minimum d'atténuation, à 1550nm, afin de bénéficier du minimum d'absorption de la fibre optique en silice (Fig. 1-a). Malgré les formidables progrès techniques sur la fabrication des fibres (banalisation de la fibre monomode, réduction des pertes sous la barre du 0,3dB/km, élargissement de la bande utilisable comme le montre la figure 1-b...), réamplifier le signal pour étendre la portée des réseaux restait indispensable. C'est à partir de ce moment là que l'Amplificateur Optique à Fibre Dopée erbium (AOFD) a remplacé en grande partie les systèmes d'amplification électronique, permettant ainsi la régénération du signal lumineux sans conversion électrique. Cette

avancée majeure, associée aux progrès des fabricants de fibres optiques monomodes, permet aujourd'hui grâce à la technologie WDM (Wavelength Division Multiplexing) d'atteindre des débits de l'ordre de 45Tb/s sur plus de 9000 km[3].

A ce jour, des millions de km de fibre ont été produits pour répondre au marché mondial (fig. 2), démocratisant l'ensemble de la technologie WDM. Cette technologie dans son ensemble (fibre optique, composants d'extrémité, amplificateurs, sous-systèmes, etc ...) est une technologie à très haute performance et se trouve donc disponible à très bas coût au regard du niveau de performance qu'elle procure, suscitant ainsi de nouvelles applications.

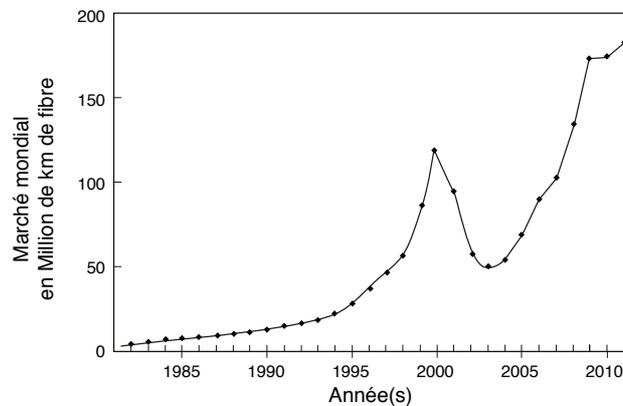


FIGURE 2 – Marché mondial de la fibre optique sur la période 1982-2011[4].

Plus particulièrement, l'utilisation de la fibre optique dopée erbium, qui est au coeur de la plupart des amplificateurs optiques, ne se limite pas uniquement aux télécommunications terrestres ou sous-marines, et l'on retrouve ces mêmes fibres dans des applications nécessitant un haut niveau de performance, telles que le lidar [5]. Utilisées en source large bande, on les retrouve dans divers interféromètres comme les gyroscopes à fibre (FOG<sup>1</sup>)[6, 7]. Après inscription d'un réseau dans la fibre(FBG<sup>2</sup>), ces fibres deviennent des lasers de très haute cohérence temporelle (DFB-FL<sup>3</sup>[8, 9]) pour, par exemple, la réflectométrie cohérente à haute résolution[10] ou encore en accéléromètre[11] ou pour la détection hydrophone[12].

Ce travail de thèse explore la possibilité d'utiliser ces fibres dans de nouveaux équipements imaginés par et pour l'industrie du spatial, typiquement à embarquer dans la charge utile des satellites. Toutefois, l'exploitation de ces fibres dans des satellites pose le problème de la qualification pour les contraintes particulières de l'environnement spatial.

---

1. Fiber Optic Gyroscope  
 2. Fiber Bragg Grating  
 3. Distributed FeedBack- Fiber Laser

## Applications spatiales

### L'environnement spatial

La difficulté majeure pour l'emploi de la technologie WDM dans les satellites réside dans les contraintes dues à l'environnement spatial, qui est de nature radiative, et ce aux grandes énergies ( $E > \text{keV}$ ) : il est donc propice à altérer les propriétés des matériaux, donc des composants. Cet environnement hostile est très complexe à décrire car il est constitué d'un nombre important de particules différentes (Electrons, protons, particules  $\alpha$ , ions lourds,  $\gamma$ ..). Si l'on s'intéresse à l'origine des radiations que subissent les satellites en orbite autour de la terre, on distingue notamment [13] :

- Les vents solaires
- La ceinture van Allen
- Les éruptions solaires
- Le rayonnement cosmique.

L'énergie de ces rayonnements, et donc leur pouvoir de pénétration dans la matière, diffère selon le type de particules considérées. Pour protéger les systèmes et sous-systèmes embarqués dans les satellites, on pourrait penser qu'il suffit de les équiper de parois épaisses, faites de matériaux très difficiles à pénétrer tels que le plomb. Il n'en est rien, bien entendu, car le prix du lancement d'un satellite augmente rapidement avec son poids et sa taille. Ainsi, les satellites sont tous réalisés à partir de plaques en aluminium, généralement d'une dizaine de mm d'épaisseur, avec la contrainte de devoir utiliser des composants durcis aux radiations, lorsqu'ils existent. Cette épaisseur de quelques mm d'aluminium est en réalité un compromis intéressant pour les composants : la figure 3 représente une simulation de la dose intégrée sur 10 ans que peuvent recevoir les composants embarqués dans le satellite en fonction de l'épaisseur d'aluminium utilisée.

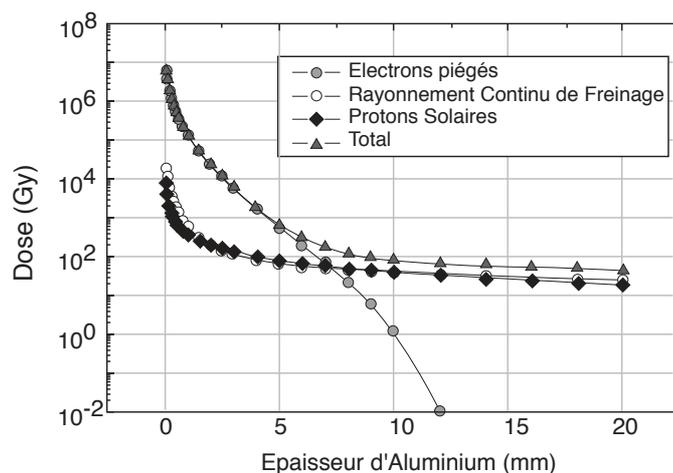


FIGURE 3 – Dose reçue, sur une durée de 10 ans, en fonction de l'épaisseur d'aluminium protectrice calculée avec le logiciel Spenvis[13]

Le résultat notable est que l'épaisseur de 10mm est à la transition entre deux régimes : elle permet de s'affranchir d'un régime d'exposition aux radiations très intense aux faibles épaisseurs. Au delà, on constate que doubler l'épaisseur de matériau est presque inutile. On note aussi un chiffre important : une mission de 10 ans correspond à une exposition à environ 100 Gy. Ainsi, les composants durcis doivent pouvoir accepter quelques centaines de Gy avant défaillance, en fonction des orbites considérées et de la durée totale de la mission envisagée.

En termes d'ordres de grandeur, les doses de rayonnements ionisants que subissent les composants en environnement spatial sont assez conséquents, si l'on compare avec d'autres domaines d'applications des composants durcis, comme le montre la figure 4. Ainsi, sur le seul critère de la dose, un composant durci pour le spatial peut adresser les applications militaires. Toutefois, le rayonnement que subissent les composants et systèmes pendant une mission spatiale a une caractéristique bien particulière : il est à très faible débit, mais avec une durée d'exposition très longue. Ceci représente une vraie difficulté pour la qualification. En effet, même si cela peut paraître contre-intuitif, la dégradation des composants ne montre pas toujours une dépendance exclusive à la dose, mais aussi une dépendance au débit de dose [14, 15, 16], ce qui peut suggérer que le temps permettant de qualifier le composant correspond au temps total de la mission. C'est bien sûr un temps bien trop long, et une littérature assez vaste sur la dépendance de la dégradation au débit de dose existe à ce jour, avec des méthodes de qualification accélérée dédiées [17].

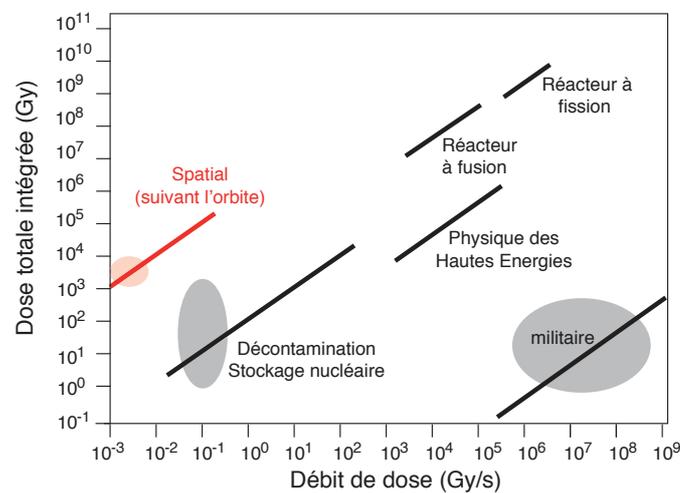


FIGURE 4 – Différents types d'environnement radiatifs

Au final, la qualification des composants pour le spatial s'avère être une étape très importante, elle est constituée d'une série de tests, réalisés la plupart du temps au sol, visant à valider leur comportement depuis le lancement de la fusée jusqu'à la fin de la mission du satellite.

## Qualification de la technologie WDM

Le problème de la qualification des composants est bien connu dans le domaine de l'électronique et représente depuis de nombreuses années un sujet de recherche, pour des raisons à la fois fondamentales [18], de fiabilité au long terme [16] ou à cause d'erreurs numériques induites par les radiations dans les calculateurs [19]. Le sujet de la fiabilité des technologies photoniques sous irradiation, quant à lui, est à ce jour un domaine émergent. Notons que beaucoup de composants photoniques sont fabriqués à partir de matériaux diélectriques (donc isolants), et donc ces composants sont particulièrement sensibles aux irradiations, ce qui représente une difficulté pour leur durcissement. A ce titre, ce sont en général les zones isolantes des composants électroniques (passivations, isolant de grille des MOS, ...), qui sont à l'origine de leur défaillance prématurée [20].

En ce qui concerne la technologie WDM (Wavelength Division Multiplexing), la plupart des composants sont déjà validés pour les applications spatiales, comme le montre la table 1.

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 [21, 22, 23].

Le seul composant qui fait défaut à ce jour, pour valider l'intégralité de cette technologie, est l'amplificateur optique. De nombreuses études ont montré que l'élément le plus sensible d'un amplificateur optique est la fibre dopée erbium elle-même. Ce résultat n'est pas illogique, dans la mesure où la fibre erbium fait partie des composants optoélectroniques composés massivement de matériau diélectrique vitreux (contrairement, par exemple, aux diodes laser ou aux photodiodes), et qui plus est

ce matériau contient un ensemble de dopants et co-dopants pour assurer son bon fonctionnement. C'est donc un isolant complexe, propice à la dégradation en environnement sévère. La problématique du transfert de technologie du sol vers l'espace se pose alors, car il n'existe pas de solution commerciale fiable pour l'intégration d'AOFD dans les satellites.

C'est ce contexte qui est à l'origine de la problématique que ce travail de thèse cherche à résoudre : déterminer s'il est possible d'utiliser des fibres erbium en environnement spatial et si oui, déterminer quelles sont ces fibres, fabriquées avec quelle technologie, et sous quelles conditions cela peut se faire au niveau système. Le sujet est crucial pour les futures applications spatiales, si bien que le CNES (Centre National des Etudes Spatiales) et l'Agence Européenne Spatiale ont établi une collaboration avec l'IES (Institut d'Electronique du Sud), dans le cadre de ce travail de thèse, pour vérifier la tenue aux radiations de fibres durcies issues de plusieurs fabricants. Les résultats de cette étude ne sont toutefois pas mentionnés en totalité dans cette thèse car, au moment de la rédaction de ce document, ces résultats ne sont pas publics.

Notons aussi qu'il existe des moyens alternatifs pour obtenir de l'amplification optique sans fibre dopée erbium, ils sont au nombre de deux :

- nous pourrions envisager d'utiliser des *SOA* (*semiconductor optical amplifier*). En ce qui concerne le spatial, ils présentent l'avantage d'être réalisés à base de matériaux à semiconducteur et sont donc forcément moins sensibles qu'une fibre dopée erbium aux irradiations. Toutefois, cette solution n'est pas retenue par les industriels du spatial pour diverses raisons : bruit de fond excessif, puissance de sortie plus limitée, forte sensibilité à la polarisation, distortions non linéaires, ... [24].
- les amplificateurs exploitant l'effet non-linéaire de "*diffusion Raman stimulée*" (ou SRS pour "*Stimulated Raman Scattering*") seraient une bonne alternative aux AOFD à fibre erbium : ces derniers utilisent en effet des fibres passives, connues pour leur bonne tenue aux radiations (cf. table 1), avec des performances optiques excellentes et une flexibilité en longueur d'onde et platitude du gain exceptionnelles[25, 26, 27]. Toutefois, outre le fait que ces amplificateurs sont beaucoup moins compacts que les AOFD erbium, ils posent le problème de nécessiter un pompage dans la gamme 1400-1500 nm, basé sur des diodes InGaAsP de puissance, qui nécessitent un refroidissement actif à base d'éléments peltier. Le rendement dit "à la prise" (*wall-plug efficiency*) est donc assez mauvais (surtout comparativement aux lasers à 980nm utilisés pour pomper les fibres erbium [28]), et l'emploi d'éléments peltiers, particulièrement sensibles aux vibrations, n'est pas bien adapté aux conditions du lancement.

Au final, l'AOFD, de par sa performance, sa robustesse et sa simplicité de mise en oeuvre, reste un élément incontournable de la technologie WDM, qualifié de "*enabling-technology*" pour les applications spatiales.

## Les applications visées

Historiquement, la première utilisation d'une fibre dopée en environnement spatial consistait en un gyroscope à fibre qui permettait de contrôler la rotation d'un satellite. Depuis, les applications potentielles se sont multipliées, on relève notamment : le lidar, les communications inter-satellites, la redistribution des signaux RF au sein de la charge utile.

Le Lidar (LIght Detection And Ranging) est la version optique du Radar. Ce dispositif est constitué d'un laser pour l'émission, d'un télescope associé à une photodiode pour la détection et d'un système permettant le traitement. Le lidar permet de mesurer une distance, une vitesse ou encore la présence d'un gaz. L'avantage principal comparé à un radar est de pouvoir bénéficier de la cohérence spatiale du faisceau émis par le laser, améliorant ainsi la résolution de mesure. Le lidar est utilisé dans les satellites météorologiques, dans cette application l'AOFD peut servir en tant que "booster" pour le signal émis ou encore en détection pour réamplifier le signal reçu [29, 30].

Les télécommunications intersatellites (ISL "InterSatellite Link") sont usuellement réalisées par des liaisons radiofréquences. Cependant, l'efficacité et la consommation des systèmes optiques ont poussé les industriels du spatial à utiliser les faisceaux optiques comme porteuses d'informations[31, 32, 33]. Ainsi la première transmission optique a été réalisée en Novembre 2001 entre les satellites ARTEMIS et SPOT 4 à une longueur d'onde proche de 800nm. L'ESA a ensuite démontré une liaison optique LEO<sup>4</sup>-GEO<sup>5</sup> d'une distance d'environ 45000 km à une longueur d'onde de 1064nm. A terme, la disponibilité des AOFD à fibre erbium permettra de bénéficier de toute la maturité du système WDM développé au sol pour les télécommunication longues distances. Cela permettra concrètement de diminuer l'encombrement des composants, d'améliorer l'efficacité en terme de consommation électrique, d'accéder à des débits d'information immenses, et donc de réduire sensiblement le coût des satellites.

L'ensemble de ces applications nécessite deux types de configurations d'amplificateur basés sur la fibre erbium :

- la configuration dite "pré-amplificateur" : Dans cette configuration, le niveau de signal à l'entrée de l'amplificateur est faible ( $< -40$  dBm), et l'inversion de population est donc peu sollicitée par le signal. L'inversion de population sera donc massivement consommée par l'Emission Spontanée Amplifiée (ESA), ce qui présente donc un challenge en matière d'optimisation sur le rapport signal à bruit, qui se dégradera sous irradiations.
- la configuration dite "booster" (amplificateur de puissance) : ici le niveau de signal à l'entrée de l'amplificateur est déjà important (0 dBm), et l'objectif est de pouvoir atteindre des niveaux de puissance de sortie élevés ( $> +18$ dBm). Cette configuration représente, elle aussi, un challenge, à la fois sur le niveau de puissance de sortie, le gain et le facteur de bruit.

---

4. Low Earth Orbit

5. "Geostationary Earth Orbit



FIGURE 5 – Illustration d’une communication intersatellite par voie optique

Selon les spécifications demandées par l’industrie du spatial européenne (Thalès Alenia Space, Astrium, CNES, ESA), l’ensemble de ces performances sont attendues pour une configuration co-propagative (fig. 6), avec un pompage à 23 dBm à 980 nm [34]. le cadre de ce travail.

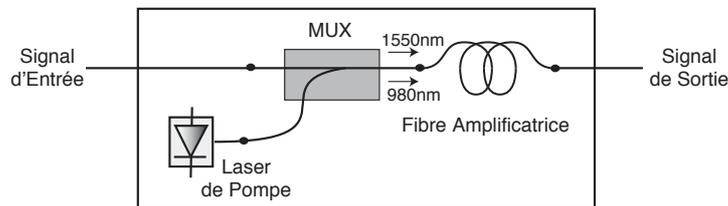


FIGURE 6 – Configuration d’EDFA co-propagatif.

## Plan du manuscrit

A travers cette introduction, nous avons présenté les enjeux de l’utilisation de la fibre dopée erbium pour des applications spatiales en mettant en relief la problématique liée à la tenue aux radiations d’un tel composant. Ce verrou technologique est crucial pour le transfert de la technologie WDM du sol vers l’espace. Pour cela, nous nous intéressons à deux technologies de fibres : les fibres fabriquées par des moyens traditionnels, et celles dopées aux nanoparticules dopées erbium. L’idée générale est de regarder si la technologie des fibres nanostructurées représente un avantage pour le durcissement des fibres, l’objectif étant d’obtenir une fibre durcie aux radiations permettant une utilisation pendant une mission typique de 15 ans.

Cette étude commence par une connaissance de l’état de l’art des fibres dopées

erbium et des briques de base pour leur fonctionnement et leur caractérisation. Ensuite, une étude détaillée des fibres et amplificateurs avant irradiation est nécessaire, afin de décrire correctement les limites des fibres erbium. Le soin apporté à l'aboutissement de cette modélisation, qui se veut aussi quantitative que possible, permettra de disposer d'un socle solide pour comprendre l'effet des irradiations sur la fibre et sur l'amplificateur.

Nous aborderons ensuite l'influence des radiations sur les fibres dopées erbium, afin de caractériser et comprendre les mécanismes qui régissent la dégradation des fibres. Le document s'achèvera par une étude de l'amplificateur sous irradiation, en s'appuyant sur la somme des connaissances apportées par l'ensemble du document, aboutissant à une certaine compréhension des mécanismes de dégradation et à des critères de sélection permettant de discriminer efficacement les fibres pour les applications spatiales.

Cette thèse s'est déroulée à l'Institut d'Electronique du Sud (IES), et a fait l'objet d'une collaboration avec Draka/Prysmian Group, Thalès Alénia Space et le CNES.



# Les fibres dopées terres-rares et leurs limites

---

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>1.2</b>	<b>Principes de l'amplification optique</b>	<b>12</b>
1.2.1	Interaction lumière/matière	12
1.2.2	Spectroscopie de l'ion erbium	17
1.2.3	Influence de la matrice hôte	17
1.2.4	Théorie de l'amplification optique	22
<b>1.3</b>	<b>L'amplificateur à fibre optique dopée erbium</b>	<b>25</b>
1.3.1	Guidage d'une onde lumineuse dans une fibre optique	25
1.3.2	Facteur de confinement	28
1.3.3	Autres structures guidantes	30
1.3.4	Description de l'AOFD	31
<b>1.4</b>	<b>Limites intrinsèques</b>	<b>35</b>
<b>1.5</b>	<b>Limites techniques : influence de la matrice hôte</b>	<b>35</b>
<b>1.6</b>	<b>Dopage du verre : procédés classiques et nano-procédés</b>	<b>40</b>
1.6.1	Procédé(s) classique(s)	40
1.6.2	Nanoparticules	41
	<b>Conclusion</b>	<b>44</b>

---

## 1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser tout d'abord aux différents mécanismes fondamentaux mis en jeu dans l'amplification optique. Nous nous baserons sur la spectroscopie de l'ion erbium pour appréhender les différents échanges d'énergie entre la lumière et la matière. Cela permettra d'établir un modèle général d'amplification optique qui servira de base physique pour la suite de ce document.

Ensuite, nous aborderons la notion de guidage de la lumière en évoquant les différentes structures permettant de guider la lumière. Cela nous mènera à montrer l'influence des paramètres opto/géométriques des fibres optiques sur les propriétés de guidage et sur l'amplification.

Enfin, nous étudierons les phénomènes qui peuvent engendrer la diminution des performances d'une fibre amplificatrice. Nous mettrons en avant les limites intrinsèques liées à l'ion erbium et celles liées à la matrice hôte. L'accent sera mis sur les différentes techniques de dopage et sur le rôle de certains codopants. Cela permettra de justifier, par la suite, le lien étroit entre la technologie de fabrication des fibres et leur sensibilité aux irradiations.

## 1.2 Principes de l'amplification optique

A. Kastler a démontré que les systèmes les plus efficaces pour l'amplification optique sont les systèmes dits "à 4 niveaux"[35]. Malheureusement, beaucoup de configurations rencontrées sont des systèmes moins efficaces, à 3 niveaux. C'est notamment le cas de l'ion erbium, tel qu'on l'utilise pour l'amplification optique pour les télécommunications. Aussi, dans cette partie, nous allons donner les mécanismes de bases de l'amplification optique à travers un système à 3 niveaux.

Ainsi, après avoir décrit les trois principales interactions Lumière/Matière qui permettront d'alimenter un modèle simplifiée d'AOFD, nous nous focaliserons sur les 2 énergies d'absorption les plus basses dans la spectroscopie de l'ion erbium.

### 1.2.1 Interaction lumière/matière

Avant de décrire le mécanisme d'amplification, il est important de décrire les différents phénomènes d'interaction entre la lumière et la matière.

D'un point de vue corpusculaire, l'interaction Lumière/Matière correspond à un échange d'énergie entre un photon et un atome. Nous allons introduire ici les paramètres macroscopiques et les grandeurs liées à ces phénomènes. De par leur nature corpusculaire, la propagation des photons donne lieu à un flux  $\phi$ . Le flux lumineux correspond à un nombre de photons par unité de temps pour une surface  $S$  donnée. En pratique, nous préférons parler de la puissance optique incidente sur une surface  $S$  puisque celle-ci prend en compte l'énergie portée par les photons, son expression s'écrit simplement :

$$P = h\nu\phi S \quad (1.1)$$

$P$  est la puissance optique (en Watt),  $h$  la constante de Planck,  $\nu$  la fréquence optique (en Hz) et  $\phi$  le flux de photons par unité de temps et de surface ( $s^{-1}.m^{-2}$ ),  $S$  une surface ( $m^2$ ).

Afin de simplifier les équations, nous utiliserons la notion de flux lumineux pour décrire les mécanismes fondamentaux qui ont lieu au sein d'une fibre amplificatrice.

### Emission spontanée

On considère ici un atome excité, c'est à dire qu'il a acquis, de manière thermique ou optique une énergie permettant à un électron d'atteindre un niveau autre que le niveau fondamental. Les états électroniques excités n'étant pas stables, l'électron va

tendre à redescendre dans son état fondamental au bout d'un "certain temps". On définit alors une durée de vie  $\tau$  qui correspond au temps durant lequel l'atome est à l'état excité. La perte d'énergie lors de la désexcitation entre deux niveaux peut se traduire par l'émission d'un photon qui peut se propager dans n'importe quelle direction : c'est dans ce cas précis que l'on parle d'émission spontanée. Comme l'illustre la figure 1.1, l'énergie  $h\nu$  du photon émis est alors égale à la différence d'énergie  $E$  entre les deux niveaux. Cette durée correspond au temps moyen au bout duquel cette émission spontanée se produit. Le taux d'émission spontanée se décrit habituellement sous la forme du coefficient d'Einstein  $A_{21}$  [36] :

$$A_{21} = \frac{1}{\tau_{21}} \quad (1.2)$$

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 :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 \quad (1.3)$$

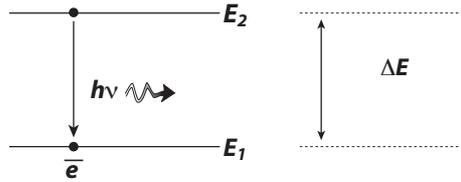


FIGURE 1.1 – Emission spontanée d'un photon

### Probabilité d'interaction photon-atome

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 1.2 :

$$p = \frac{\mathfrak{N}_a \sigma}{S_f} \quad (1.4)$$

où  $\mathfrak{N}_a$  est le nombre d'atomes interceptés par le faisceau incident, et  $\sigma$  la section de l'atome ("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 donc d'une probabilité exprimée en  $m^2$ . Bien sûr, la quantité  $p$  ne définit pas encore le nombre d'interactions  $\mathfrak{N}_i$  qui ont lieu entre la matière et la lumière, car nous n'avons pas pris en compte le nombre de photons  $\mathfrak{N}_p$  par seconde. Il y aura d'autant plus d'interactions que ce nombre de photons sera grand, ainsi :

$$\mathfrak{N}_i = p\mathfrak{N}_p = \mathfrak{N}_a \sigma \phi \quad (1.5)$$

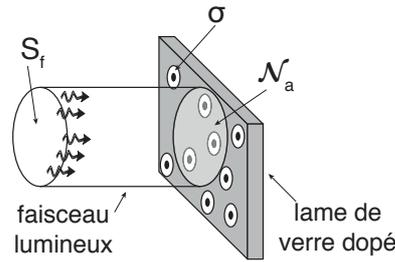


FIGURE 1.2 – Notion de section efficace

### Absorption

Lorsqu'un atome est soumis à un flux lumineux  $\phi$ , un électron de sa couche externe peut absorber un photon qui va lui transférer son énergie. L'atome, initialement à l'état fondamental  $E_1$  va grâce à cette énergie pouvoir passer à un état dit "excité"  $E_2$ . 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. L'équation :  $\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$  permet de calculer les longueurs d'onde qui seront absorbées. La variation temporelle de la densité de population à l'état excité  $E_2$  en fonction du flux optique correspond au nombre d'interactions photon-atome, peut être représentée par l'équation suivante, héritée de l'équation 1.5 :

$$\frac{dN_1}{dt} = -\phi\sigma_{12}N_1 \quad (1.6)$$

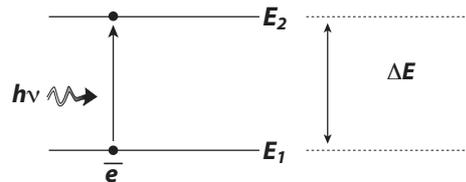


FIGURE 1.3 – Absorption d'un photon

Ces expressions dépendent directement du nombre de photons apportés mis en jeu, de la densité de population d'atomes disponibles à l'état fondamental ainsi que la section efficace d'absorption  $\sigma_{12}$  (exprimée en  $m^2$ ) exprimant le fait qu'il existe une certaine probabilité pour que le phénomène d'absorption intervienne entre les niveaux  $E_1$  et  $E_2$ .

### Emission stimulée

C'est le phénomène découvert par A. Einstein en 1917[37]. Il décrit que la présence d'un rayonnement incident peut forcer un atome excité à émettre un photon

ayant les mêmes caractéristiques que le photon incident. Pour cela il faut que l'énergie des photons incidents soit égale à l'écart d'énergie entre le niveau supérieur et le niveau inférieur. Dans cette émission induite, le photon créé par l'atome en se désexcitant a même fréquence, même direction de propagation, même direction de polarisation et même phase que le rayonnement incident. Ce processus, qui permet d'amplifier une onde lumineuse, est à la base du fonctionnement des amplificateurs optiques et des lasers. La variation temporelle de la densité de population d'atomes à l'état excité peut être représentée par l'équation suivante :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\phi\sigma_{21}N_2 \quad (1.7)$$

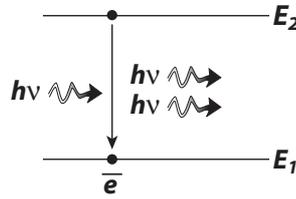


FIGURE 1.4 – Emission stimulé d'un photon

Le terme  $\sigma_{21}$  est la section efficace d'émission et représente, de la même manière que la section efficace l'absorption, la probabilité que le phénomène d'émission stimulée intervienne.

### Notion de saturation de l'absorption

A 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  $N_{tot} = N_1 + N_2$ . Ainsi 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 de la façon suivante :

$$\frac{dN_1}{dt} = A_{21}N_2 - \phi\sigma_{12}N_1 + \phi\sigma_{21}N_2 \quad (1.8)$$

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

$$N_1 = N_{tot} \frac{A_{21} + \phi\sigma_{21}}{A_{21} + \phi\sigma_{12} + \phi\sigma_{21}} \quad (1.9)$$

L'évolution du flux de photon  $\phi$  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 :

$$\phi_{out} = \phi_{in} - \phi_{in}\sigma_{12}N_1 \quad (1.10)$$

Ou encore, en introduisant l'équation 1.9 :

$$\frac{\phi_{out} - \phi_{in}}{\phi_{in}} = -\sigma_{12}N_{tot} \frac{A_{21} + \phi_{in}\sigma_{21}}{A_{21} + \phi_{in}\sigma_{12} + \phi_{in}\sigma_{21}} \quad (1.11)$$

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

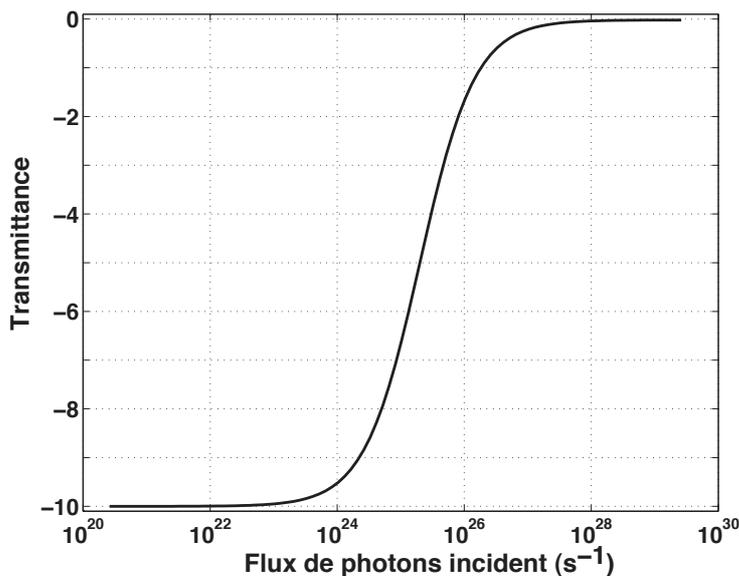


FIGURE 1.5 – Saturation de l'absorption

Sur la figure 1.5 qui représente la 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.

### Diffusion Rayleigh

Il existe au sein de tout matériau vitreux un phénomène qui contribue à l'affaiblissement de la lumière lors de sa propagation. Ce phénomène est le résultat de l'interaction électromagnétique entre l'onde lumineuse et les atomes. Toute onde électromagnétique peut être décrite comme un champ électrique oscillant couplé à un champ magnétique oscillant à la même fréquence.

Ce champ électrique va déformer le nuage électronique des atomes pendant sa propagation dans un matériau. Cela va entraîner l'oscillation du barycentre des

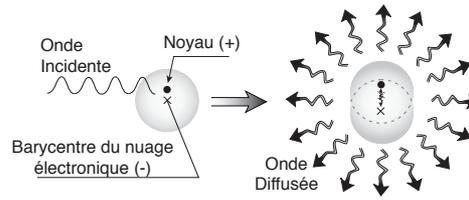


FIGURE 1.6 – Illustration du phénomène de diffusion Rayleigh

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. Ce phénomène prélève donc une part de la puissance optique et représente bien une atténuation dans la direction de propagation de l'onde.

### 1.2.2 Spectroscopie de l'ion 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 (Fig. 1.7), les différentes transitions énergétiques permises par chacune de ces espèces, chacun de ces niveaux pouvant être à l'origine de l'absorption et/ou de l'émission d'un photon [38].

Nous nous intéressons ici plus particulièrement à l'atome erbium 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 2 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. Cependant la complexité de la spectroscopie de l'erbium est un problème, car les autres transitions énergétiques vont pouvoir parasiter / rendre moins efficace le phénomène d'amplification, par des effets d'up-conversion décrits plus loin dans le manuscrit.

### 1.2.3 Influence de la matrice hôte

Dans le cadre des fibres optiques dopées aux terres rares, la matrice qui accueille les ions dopants est essentiellement constituée de silice. Plus précisément, il s'agit de verre de silice qui comme son nom l'indique est un matériau amorphe. En effet, contrairement à un matériau cristallin, il n'existe pas d'ordre à grande échelle dans un matériau vitreux (fig. 1.8).

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  $\text{SiO}_4$ . Ces structures sont reliées de manière désordonnée entre elles par la mise en commun d'un atome d'oxygène. L'ensemble étant soumis à peu de contraintes stoechiométriques, il est possible d'insérer plus ou moins aisément différentes espèces, on appelle cela le dopage ou le co-dopage. L'introduction de ces éléments dans la matrice vitreuse va engendrer des

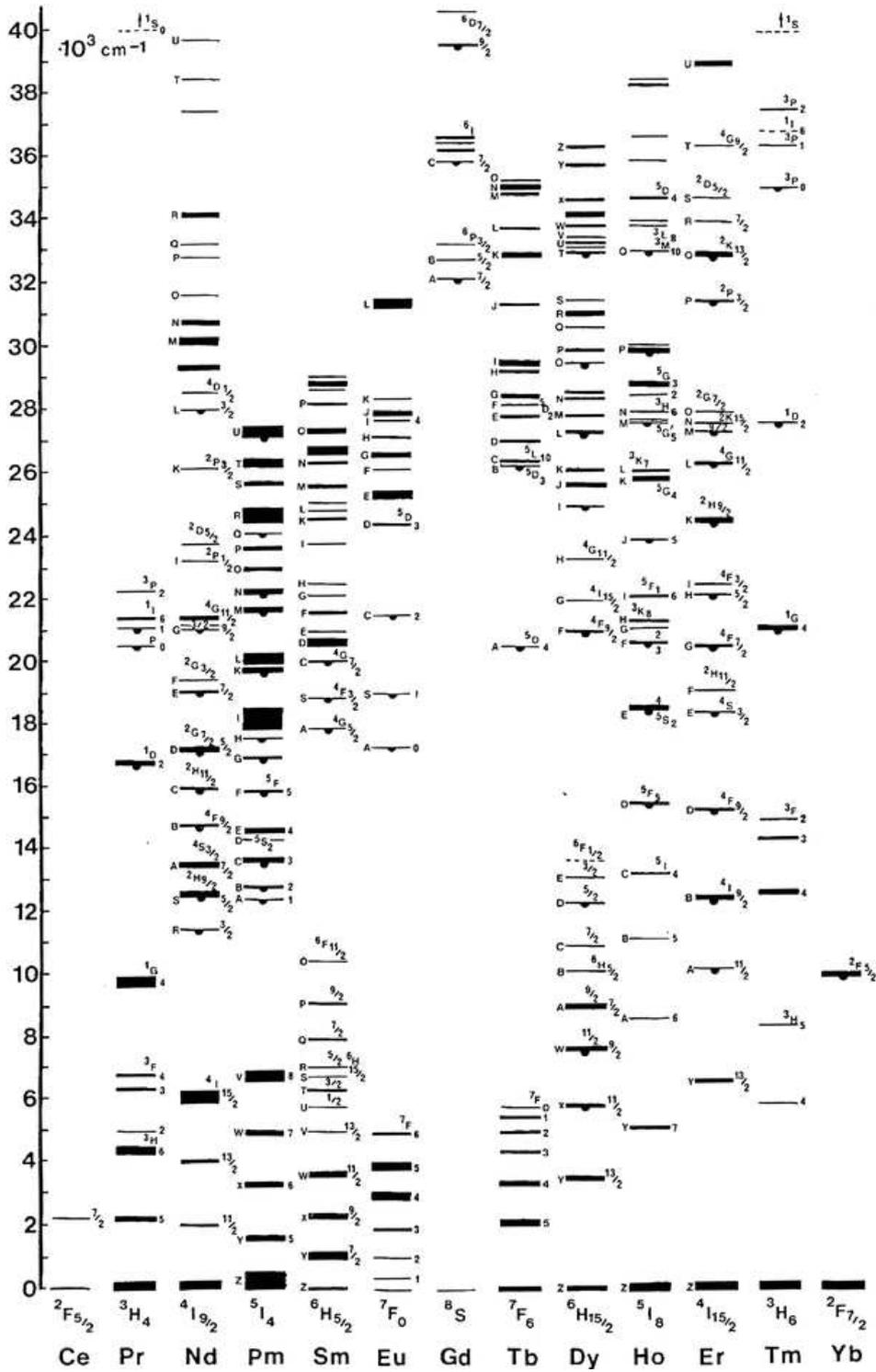


FIGURE 1.7 – Spectroscopie des ions terres-rares[39]

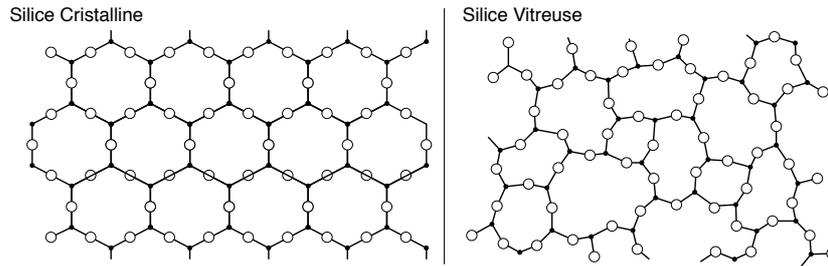


FIGURE 1.8 – Représentation 2D de la silice cristalline et silice vitreuse.

interactions fortes qui induiront certains élargissements spectraux. Nous allons ainsi examiner dans le paragraphe suivant les phénomènes fondamentaux qui mènent à ces élargissements.

### Elargissement homogène

L'inclusion d'ions erbium dans une matrice de silice engendre une modification du réseau cristallin [40]. Ainsi, au sein de la matrice hôte les ions erbium sont soumis au champ électrique généré par les liaisons inter-atomiques ( $Si^{4+} - O^{2-}$ ). Ce champ, appelé champ cristallin, entraîne par effet Stark la dégénérescence des niveaux d'énergie de l'erbium (Fig. 1.9).

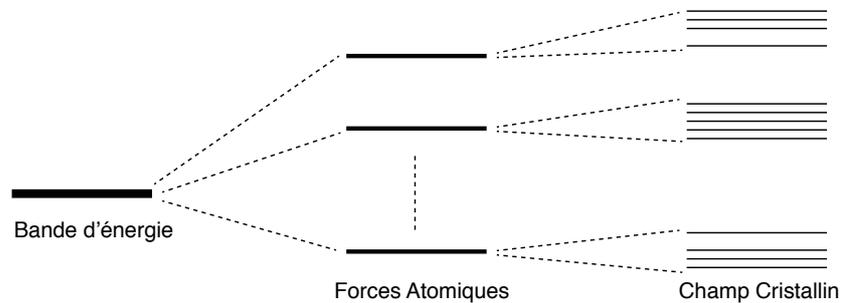


FIGURE 1.9 – Dégénérescence d'un niveau d'absorption par effet Stark

La dégénérescence des niveaux d'énergie de l'erbium augmente le nombre de transitions possibles entre deux niveaux. Cela aura pour effet d'élargir le spectre des longueurs d'ondes que va pouvoir absorber ou émettre le matériau. On parle "d'élargissement homogène", car tout atome d'erbium dans la matrice de verre va subir cet élargissement de façon identique. Dans le cas de l'erbium plongé dans une matrice de silice codopée aluminium, il vaut typiquement 2 nm [41].

### Elargissement inhomogène

Il existe un autre type d'élargissement dû cette fois-ci à la répartition spatiale des ions dans la matrice vitreuse. En effet, tous les ions erbium ne sont pas soumis

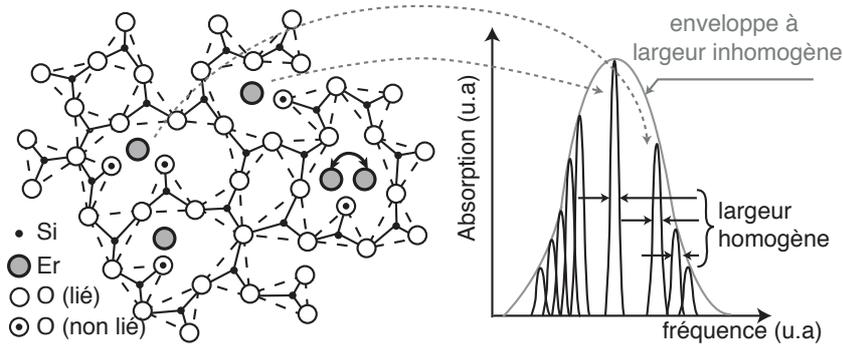


FIGURE 1.10 – Elargissement homogène et inhomogène.

au même champ cristallin car ils n'ont pas rigoureusement tous le même environnement atomique. Ils peuvent par conséquent émettre ou absorber des photons à des fréquences légèrement différentes. La fréquence  $\nu$  devient alors une variable aléatoire et elle 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 10nm pour une matrice aluminosilicate [41]. La figure 1.10 illustre schématiquement ces deux types d'élargissements spectraux.

L'élargissement inhomogène est assez significatif dans les verres, et d'autant plus significatif que la matrice vitreuse est complexe, notamment à cause de l'insertion de co-dopants. Nous verrons dans la suite de ce document le rôle de l'aluminium sur l'élargissement du spectre. Il faut noter que cet élargissement n'est pas présent dans les cristaux, étant données leurs structures régulières. On remarque facilement son influence lors de travaux expérimentaux par les phénomènes de "spectral hole burning", se traduisant par une absorption très sélective en longueur d'onde comme illustré ci-dessous.

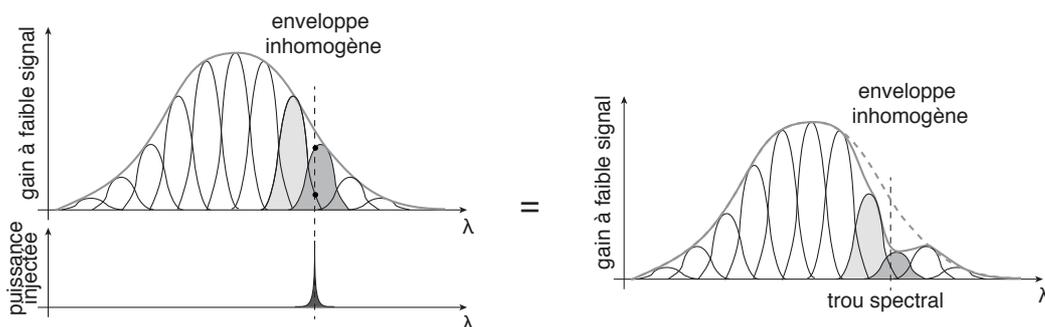


FIGURE 1.11 – Illustration du phénomène de "Spectral Hole Burning"

La figure 1.11 montre 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. Cela 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

D'un point de vue macroscopique, nous avons vu que l'inclusion d'ions erbium dans une matrice de silice engendrait l'élargissement des raies d'absorption pour donner lieu à des bandes d'absorption. Les sections efficaces d'absorption ou d'émission sont donc fortement dépendantes de la longueur d'onde comme le montre la figure 1.12.

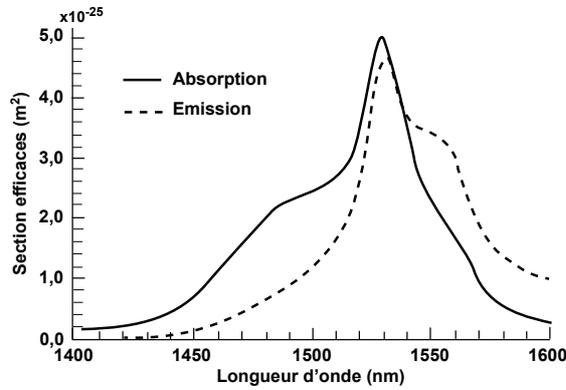


FIGURE 1.12 – Sections efficaces d'absorption et d'émission autour de 1550nm d'une fibre dopée erbium

On peut alors écrire les coefficients d'absorption/émission linéiques ( $m^{-1}$ ) pour un matériau dont la concentration volumique ou dopage en ions erbium vaut  $N_{tot}$ .

$$\alpha(\lambda) = \sigma^{abs}(\lambda)N_{tot} \quad \text{et} \quad g(\lambda) = \sigma^{em}(\lambda)N_{tot} \quad (1.12)$$

### Bilan

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous étudions l'AOFD en régime monocanal, en présence d'une seule longueur d'onde signal; nous ne prendrons donc pas en compte l'effet de "Spectral Hole Burning". Nous considérerons donc une seule inversion de population et l'élargissement du spectre sera pris en compte via les sections efficaces d'absorption et d'émission.

La figure 1.13 représente un spectre d'absorption typique d'un verre germanoaluminosilicate dopé erbium. On s'aperçoit qu'à chaque niveau d'absorption discret propre à l'ion erbium est associée une bande d'absorption dont la largeur va dépendre du type de matrice dans laquelle sont insérés les ions. On peut remarquer aussi que dans la bande d'intérêt des télécommunications optiques, l'absorption de l'erbium est maximale autour de 1530 nm.

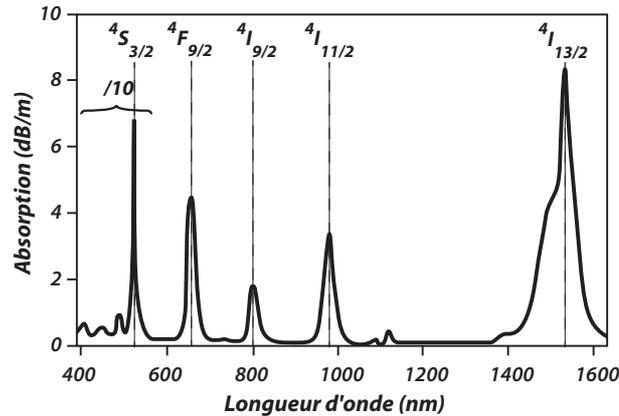


FIGURE 1.13 – Spectre d'absorption d'un verre germano-aluminosilicate dopé erbium [42]

### 1.2.4 Théorie de l'amplification optique

#### Description du modèle à 3 niveaux

Nous avons vu que l'ion erbium permettait l'émission stimulée d'un photon à 1550 nm à condition qu'un atome soit déjà excité. Cet apport d'énergie se fait de manière optique en pompant le matériau à une longueur d'onde inférieure.

Dans le cas de l'ion erbium et en vue d'amplifier à 1550 nm, le pompage s'effectue habituellement à 980 nm et 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  $\mu\text{s}$ , les électrons vont se désexciter de manière non radiative et venir peupler le niveau  $4I_{13/2}$  (fig. 1.14). La durée de vie de l'excitation à ce niveau est d'environ 10ms, relativement grande comparée à celle du niveau de pompage, et l'on qualifie souvent le niveau  $4I_{13/2}$  de "niveau méta-stable".

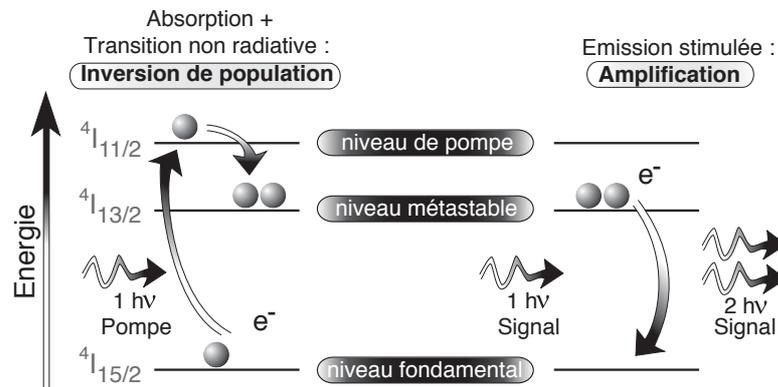


FIGURE 1.14 – Mécanismes d'amplification à partir d'un modèle à 3 niveaux

A partir de ce niveau, et, en présence de photons "signal", les atomes excités

vont pouvoir participer à l'amplification des photons. Cependant, si la population d'atomes au niveau métastable ne rencontrent pas de photons signal, ils vont se désexciter de manière spontanée et émettre des photons à 1550nm complètement décorrélés des photons "signal". Ces photons ont alors une phase et une polarisation aléatoire et vont pouvoir être amplifiés via le mécanisme d'émission stimulée, décrit précédemment. Ce phénomène, qui est à l'origine du bruit de fond de l'amplificateur, est appelé l'Emission Spontanée Amplifiée (ESA ou ASE pour Amplified Spontaneous Emission).

### Application à un verre dopé erbium

Considérons un morceau de verre dopé erbium d'une épaisseur  $\Delta z$  de quelques mm dont la densité totale (ou dopage) en ions erbium vaut  $N_{tot}$  et que l'on excite avec un laser à 980nm, comme illustré sur la figure 1.15.

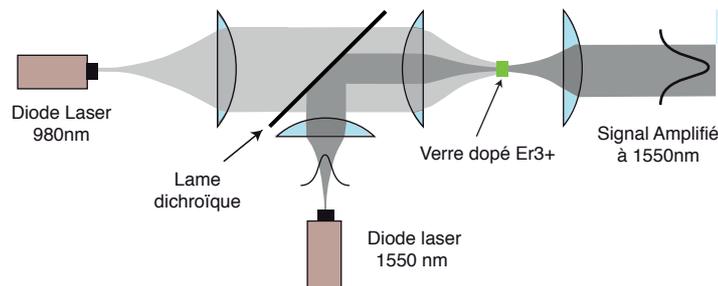


FIGURE 1.15 – Principe de l'amplification d'un signal à 1550nm par pompage d'un morceau de verre dopé  $Er^{3+}$

L'épaisseur du verre étant petite, on considère le milieu uniformément excité et sans pertes. 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 par effet cavité l'émission spontanée. Nous ne considérerons donc pas l'ESA dans cette approche. On appellera  $\phi_p$ , le flux lumineux de pompage fourni par la diode à 980nm, et  $\phi_s$ , 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 absorbé 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.

$$\begin{cases} \frac{dN_3}{dt} = -\Gamma_{32}N_3 + \sigma_{13}\phi_p N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 + \Gamma_{32}N_3 + \sigma_{12}\phi_s N_1 - \sigma_{21}\phi_s N_2 \\ \frac{dN_1}{dt} = -\sigma_{12}\phi_s N_1 + A_{21}N_2 - \sigma_{13}\phi_p N_1 + \sigma_{21}\phi_s N_2 \\ N_{tot} = N_1 + N_2 + N_3 \end{cases} \quad (1.13)$$

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 coeur de la fibre optique	$m^{-3}$
$A_{21}$	Coefficient d'Einstein d'émission spontanée entre le niveau 2 et 1	$s^{-1}$
$\Gamma_{32}$	Probabilité de recombinaison spontanée entre le niveau 3 et 2	$s^{-1}$
$\sigma_{12}, \sigma_{21}$	Sections efficaces d'absorption et d'émission à 1550 nm	$m^2$
$\sigma_{13}$	Section efficace d'absorption de la pompe	$m^2$
$\phi_s, \phi_p$	Flux incident de photons signal et pompe	$s^{-1}m^{-2}$

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

Intéressons-nous aux flux de pompe et de signal en sortie du verre dopé  $Er^{3+}$  respectivement appelés  $\phi_s^{out}$  et  $\phi_p^{out}$ . A l'état stationnaire, nous obtenons :

$$\phi_p^{out} = -\phi_p^{in} \underbrace{N_1 \sigma_{13}}_{Absorption} dz + \phi_p^{in} \quad (1.14)$$

$$\phi_s^{out} = \phi_s \left( \underbrace{N_2 \sigma_{21}}_{Gain} - \underbrace{N_1 \sigma_{12}}_{Absorption} \right) dz + \phi_s \quad (1.15)$$

Tout d'abord, on s'aperçoit à travers l'équation 1.14 que le flux de photons de pompe en sortie sera inférieur ou égal au flux d'entrée, en effet, la section efficace d'émission à partir du niveau 3 étant nulle, le flux de pompe ne subira que l'absorption des ions erbium. Le flux de photons signal, va, quant à lui, pouvoir être amplifié car les sections efficaces d'émission à partir du niveau 2 sont non nulles. Sur l'équation 1.15, le terme  $N_2 \sigma_{21}$  représente le gain que va pouvoir fournir le matériau.

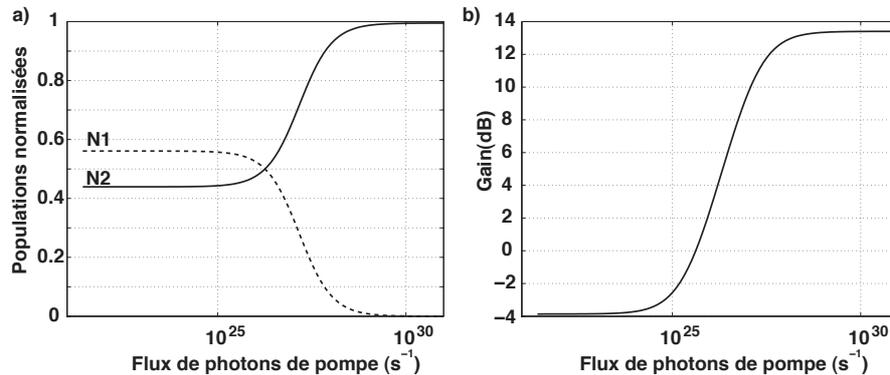


FIGURE 1.16 – a) Evolution des populations et b) gain d'une lame de verre d'erbium, en fonction de la puissance de pompe

Sur la figure 1.16.b, nous pouvons voir l'évolution du gain en fonction du flux de photons de pompe. Nous constatons qu'à faible flux de pompe, le gain fourni par le verre dopée est négatif autrement dit, le matériau est absorbant à la longueur d'onde signal. En revanche, lorsque le flux de photons de pompe augmente, le gain devient positif. Cette amplification est étroitement liée à la population au niveau  $N_2$ , puisque l'on s'aperçoit sur la figure 1.16.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 est à l'origine de tout phénomène d'amplification optique.

### 1.3 L'amplificateur à fibre optique dopée erbium

Les briques de bases concernant l'amplification optique étant posées, nous nous intéressons désormais à l'Amplificateur à Fibre Optique Dopée (AOFD) erbium. Nous avons donc dans un premier temps, à décrire le principe et les conditions de guidage d'une onde lumineuse dans une fibre optique, puis vérifier comment se superposent les puissances signal et de pompage pour une structure classique à saut d'indice. Enfin nous décrirons l'AOFD, ce qui reviendra à modéliser le caractère réparti de l'amplification et d'en tirer les conséquences utiles.

#### 1.3.1 Guidage d'une onde lumineuse dans une fibre optique

Les fibres dopées erbium les plus communes sont des fibres dans lesquelles le guidage est obtenu par saut d'indice. Dans les fibres optiques, ce saut d'indice est généralement obtenu par un dopage du coeur de la fibre avec du germanium, qui va procurer une légère augmentation de l'indice par rapport à de la silice pure (fig. 1.17).

D'un point de vue géométrique, la fibre optique à saut d'indice permet de guider la lumière grâce au phénomène de réflexion interne. Comme tout guide d'onde, ce

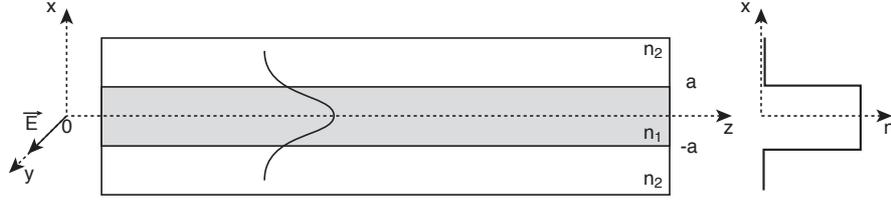


FIGURE 1.17 – Mode optique dans une fibre optique à saut d'indice

sont les dimensions et l'indice du matériau de la fibre qui vont donner les propriétés de guidage. Afin de connaître plus en détails ces propriétés, il est nécessaire d'introduire la théorie des ondes électromagnétiques.

La propagation d'une onde électromagnétique peut être décrite par les équations de Maxwell. Ces équations régissent l'évolution dans le temps et l'espace des champs électrique et magnétique dans un milieu donné. Plusieurs références traitent de façon exhaustive ce sujet, nous tâcherons de donner dans cette partie les concepts et résultats indispensables pour la suite de l'étude.

Rappelons que dans le cas du guidage faible dans un structure circulaire, le champ électrique s'écrit :

$$\vec{E} = \psi(r, \phi) \cdot \exp(i\beta z - \omega t) \quad (1.16)$$

Sa propagation dans un milieu est alors régie par l'équation scalaire de Helmholtz :

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (1.17)$$

Dans le cadre de la propagation dans un guide circulaire d'indice  $n$ , on peut écrire :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{m^2}{r^2} \psi + (k^2 n^2 - \beta) \psi = 0 \quad (1.18)$$

Considérons une fibre dont le rayon de coeur est  $a$ , les indices de coeur et de gaine respectivement  $n_c$  et  $n_g$ , les solutions de l'équation 1.18 correspondent à des compositions de fonctions de Bessel, telles que [43] :

$$\psi(r) = \begin{cases} A J_l(u \frac{r}{a}) & \text{dans le coeur } (-a < r < a), \\ A \frac{J_l(u)}{K_l(u)} K_l(v \frac{r}{a}) & \text{dans la gaine } (r < -a \text{ et } r > a). \end{cases} \quad (1.19)$$

Cela implique qu'il existe plusieurs modes pouvant se propager dans un guide ; on introduit deux paramètres : la fréquence normalisée  $V$  (Fig. 1.18-a) et la constante de propagation normalisée  $b$  (1.21).

$$V(\lambda_i) = \frac{2\pi a}{\lambda_i} \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.20)$$

$$b = \frac{\frac{\beta^2}{k_0^2} - n_g^2}{n_g^2 - n_c^2} \tag{1.21}$$

On en déduit la figure 1.18 qui représente  $b$  en fonction de  $V$ . Si l'on se place dans l'approximation du guidage faible, de nombreux modes HE, EH, TE, TM, sont dégénérés (i.e. ils ont des constantes de propagation très proches). Il est alors habituel de parler de modes "polarisés linéairement" (LP = Linearly polarized), qui englobent plusieurs modes fondamentaux de la fibre.

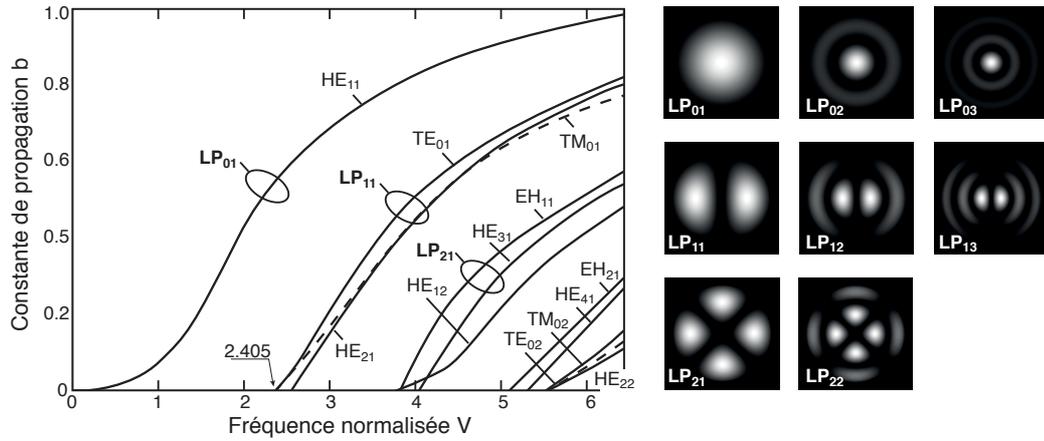


FIGURE 1.18 – a) Constante de propagation  $b$  normalisée en fonction de la fréquence normalisée [44] valable pour une fibre à saut d'indice b) Différents modes de Bessel

La figure 1.18 nous montre que pour une fréquence normalisée inférieure à 2,405, un seul mode est guidé : le mode  $HE_{11}$ . 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  $\lambda_c$ " qui représente la limite entre le régime monomode et le régime multimode de la fibre, en réécrivant l'équation 1.20 comme suit :

$$\lambda_c = \frac{2\pi a}{2,405} \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \tag{1.22}$$

L'écriture du mode de Bessel fondamental  $B(r)$  est telle que :

- $B(r) \propto J_0(Ar)$  pour  $-a \leq r \leq a$ , dans le cœur
- $B(r) \propto K_0(-Br)$  pour  $r < -a$ , dans la gaine
- $B(r) \propto K_0(Br)$  pour  $r > a$ , dans la gaine

Avec : A et B des variables d'ajustement et  $a$  le rayon de coeur de la fibre.

Nous pouvons donc à partir des données de la fibre connaître les différents modes capables de se propager pour toute longueur d'onde.

Dans le cas d'un AOFD utilisé pour les applications "Booster" et "Pré-Ampli", il est nécessaire que la fibre soit monomode à 1550nm pour garder le régime monomode des fibres passives, ainsi qu'à 980nm pour faciliter l'interaction avec les ions dopants. Il faut donc que la longueur d'onde de coupure soit inférieure à 980nm ou alors que les pertes par courbure infligées aux modes d'ordre supérieur à 980nm une fois la fibre enroulée soient fortes. Comme le montre l'équation 1.22, les fabricants de fibres optiques vont devoir ajuster le rayon du coeur de la fibre  $a$  et les indices  $n_c$  et  $n_g$  pour garantir des conditions de guidage optimales aux deux longueurs d'onde.

En plus de ces contraintes de guidage, certaines interactions impliquent des pertes qui sont pour la plupart dépendantes de la longueur d'onde comme le montre la partie suivante.

## Diffusion

Comme vu précédemment, ce phénomène va donc prélever une partie de la puissance optique et constitue donc bien une atténuation. Cette dernière comprend une part due à la matrice hôte et une part due aux différents dopants utilisés [45]. Les pertes dues à la diffusion Rayleigh dans une fibre optique s'écrivent sous la forme suivante :

$$\alpha_{diff} = (A + B\Delta n)\lambda^{-4} \quad (1.23)$$

$\alpha_{diff}$  est en dB/m, A et B des paramètres dépendant de la fibre,  $\Delta n$  est la différence d'indice entre le coeur et la gaine de la fibre optique et  $\lambda$  est la longueur d'onde en m.

L'atténuation due à la diffusion Rayleigh est donc  $\alpha_{diff}$ , il en résulte une variation de puissance suivant un axe de propagation  $z$  décrite par l'équation :

$$\frac{d\phi_s}{dz} = -\phi_s\alpha_{diff} \quad (1.24)$$

### 1.3.2 Facteur de confinement

Nous avons vu précédemment que le mode guidé par une fibre optique pouvait 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 va dépendre directement du recouvrement entre l'onde optique et la répartition transverse des ions erbium. Pour quantifier cette interaction, on introduit le facteur de confinement  $\Gamma$  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 1.19. Cette distribution est considérée comme uniforme avec un rayon nommé  $r_{eff}$ . Ainsi,  $\Gamma$  peut être écrit comme suit :

$$\Gamma = 2\pi \int_0^{r_{eff}} \psi(r) r dr \quad (1.25)$$

$\psi(r)$  représente la répartition radiale du mode optique guidé.

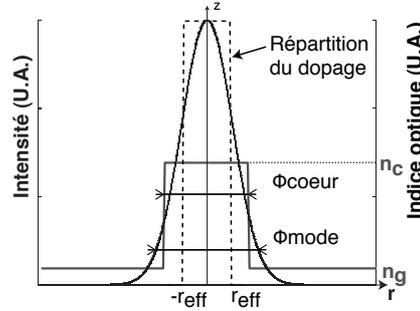


FIGURE 1.19 – Représentation schématique d'une vue en coupe d'une fibre dopée

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

$$\Gamma(\lambda) = 1 - \exp\left(-2 \left(\frac{r_{eff}}{w(\lambda)}\right)^2\right) \quad (1.26)$$

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 cœur de la fibre, mais aussi dans une petite partie de la gaine proche du cœur, on appelle cela la partie évanescente du mode. Comme l'illustre la figure 1.19, la taille du mode optique n'est donc pas égale au diamètre de cœur. Le diamètre de mode est fonction de la longueur d'onde de la source, du rayon de cœur 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, i. e. en champ proche, est différent de l'étalement du mode après propagation à l'extérieur de la fibre, i.e. en champ lointain. K. Petermann a ainsi donné deux définitions du diamètre de mode pour une fibre monomode[46, 47] :

La première se base sur le mode optique  $\psi(r)$  en champ proche ( $NF$ ), ainsi, on peut écrire le rayon de mode  $w_{NF}$  tel que :

$$w_{NF}^2 = 2 \frac{\int_0^\infty [\psi(r)]^2 r dr}{\int_0^\infty \left[\frac{\partial \psi(r)}{\partial r}\right]^2 r dr} \quad (1.27)$$

La seconde se base sur l'observation du mode optique  $\Psi(\theta)$  en champ lointain ( $FF$ ),  $\theta$  désignant l'angle lié à la diffraction en sortie du guide. Ainsi, Petermann définit le paramètre  $W_{FF}$  tel que :

$$W_{FF}^2 = \frac{\int_0^\infty [\Psi(\theta)]^2 p^3 dp}{\int_0^\infty [\Psi(\theta)]^2 p dp} \quad (1.28)$$

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

$W_{FF}$  est alors exprimé en  $m^{-1}$ .

A partir de ces deux définitions, on peut définir une grandeur usuelle, le *MFD* (Mode Field Diameter). Ce dernier peut s'écrire en fonction des deux définitions précédentes :

$$MFD = 2w_{NF} = \frac{2\sqrt{2}}{W_{FF}} \quad (1.29)$$

### 1.3.3 Autres structures guidantes

Nous avons vu précédemment le principe de fonctionnement d'une fibre à saut d'indice avec une différence d'indice coeur/gaine positive ( $n_c > n_g$ ). D'autres structures permettant le guidage de la lumière existent, notamment les fibres microstructurées à coeur creux ou plein. Nous présentons ci-après deux grandes familles de fibres originales, monomodes à coeur plein, permettant l'insertion d'un dopant actif dans la matrice hôte afin de générer de l'amplification, tout en conservant une silice la plus pure possible dans le coeur. Nous ne ferons qu'une description succincte de ces structures guidantes car, dans ce travail de thèse, nous avons caractérisé essentiellement des fibres à saut d'indice. Notamment, nous ne décrirons pas la physique des guides à cristaux photoniques, même si les propriétés de ces fibres ont un intérêt pour les radiations.

#### Fibres à gaine enterrée (Depressed Clad)

Les fibres à gaine enterrée (fig. 1.20-a) sont faites avec 2 gaines en verres différents, formant ainsi une gaine intérieure et extérieure autour du coeur de la fibre. La gaine extérieure est constituée d'un verre dont l'indice  $n_3$  est quasiment 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 et donc inférieur à  $n_3$ . Ce verre est, en fait, synthétisé à partir de silice auquel on a ajouté du fluor pour faire diminuer son indice optique. Enfin, le coeur dans lequel est confinée la lumière est fait d'un indice  $n_1$  supérieur à  $n_2$  et à  $n_3$ .

Le principal avantage de ce type de structure est de pouvoir mieux confiner le mode optique au niveau du coeur. Cela permet de diminuer les pertes optiques par absorption au niveau de la gaine et également de réduire les pertes optiques liés aux rayons de courbure.

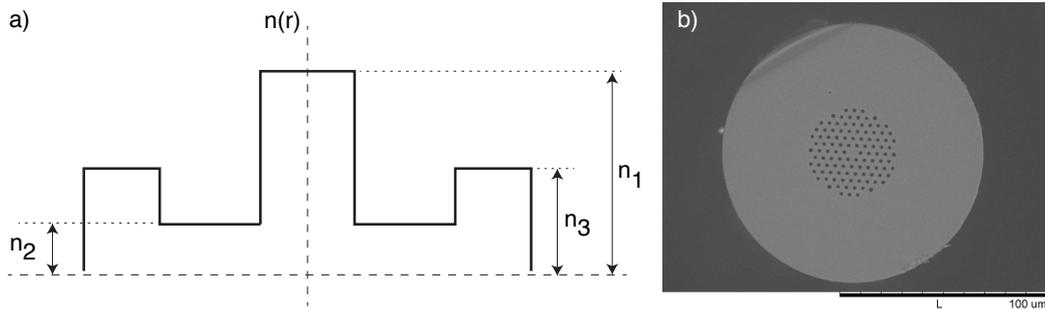


FIGURE 1.20 – Autres structures d'indices pour les fibres durcies. a) Structure d'indice dans une fibre à gaine enterrée. b) Image MEB d'une fibre dopée erbium microstructurée

### Fibres microstructurées (PCF)

La fibre microstructurée autrement appelée fibre à "cristaux photoniques" permet le confinement de l'onde lumineuse par l'existence de bandes photoniques interdites, liées à la périodicité de la structure (fig. 1.20-b). La lumière est ici guidée dans un défaut de cette structure périodique : le cœur.

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 large diamètre de cœur ( $> 80 \mu m$  !), peu sensibles aux rayons de courbures. D'autres utilisations sont à l'inverse, d'obtenir des modes très confinés, ce qui permet d'atteindre des densités de puissance géantes à l'intérieur de la fibre et ainsi d'exalter des effets non-linéaires [48]. Cela débouche à 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.

Pour l'application visée, l'atout principal commun à ces deux structures transverses est que l'on obtient le guidage des ondes sans introduire de dopant (typiquement du germanium) dans le cœur de la fibre. Ainsi, seuls les dopants nécessaires pour réaliser l'amplification sont donc 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 s'avérer être un atout pour le durcissement des fibres optiques en général, et éventuellement aussi pour les fibres amplificatrices.

#### 1.3.4 Description de l'AOFD

La modélisation de l'amplificateur à fibre dopée va bien sûr s'appuyer sur la modélisation de l'amplificateur à "lame de verre dopée" qui a déjà été décrit (§1.2.4). L'avantage principal d'utiliser une fibre optique pour l'amplification est la possibilité d'augmenter considérablement la longueur d'interaction pompe-signal, et ainsi d'atteindre des valeurs de gain et de puissance de sortie considérables. Nous considérerons une configuration type co-propagative (fig. 1.21) : c'est la configuration la

plus habituelle utilisée par les développeurs de systèmes car elle est avantageuse en matière de rapport signal sur bruit. De plus, nous considérerons un régime monocanal car il correspond à la plupart des expériences qui ont été réalisées sous irradiation dans le cadre de ce travail.

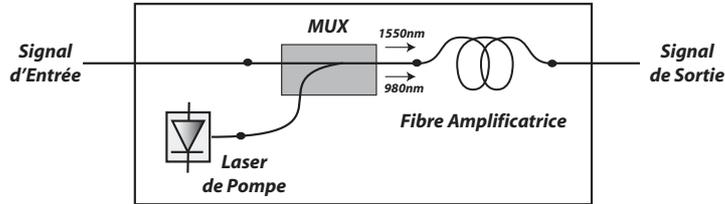


FIGURE 1.21 – Schéma simplifié d'un AOFD en régime co-propagatif

Comme nous avons à faire maintenant à un milieu long, l'effet de la propagation n'est plus négligeable, et on ne pourra plus considérer des populations d'atomes homogènes dans tout le milieu : il faudra considérer la dépendance selon la direction de propagation  $z$  de toutes ces populations. Ainsi, même si les équations d'évolution temporelle des populations seront similaires, il faudra les résoudre pour chaque valeur de  $z$ . De plus, l'effet de l'Emission Spontanée Amplifiée ne peut plus être négligée. Il reste donc essentiellement à écrire les équations de propagation des puissances de pompe, de signal et d'ESA, respectivement  $P_p$ ,  $P_s$  et  $P_{ESA}$ .

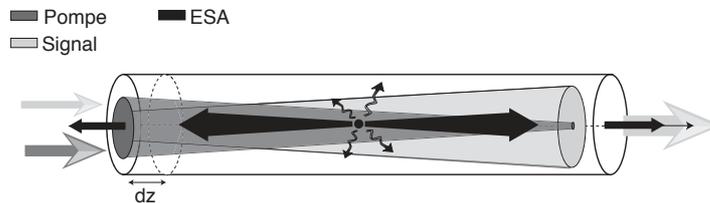


FIGURE 1.22 – Illustration de la propagation des puissances optiques dans une fibre optique active

La modélisation proposée ici est une modélisation simplifiée car nous ne prenons pas en compte certains effets caractéristiques de l'erbium qui seront décrits ultérieurement. Comme le montre la figure 1.22, l'ESA, de par sa nature aléatoire, peut se propager dans le même sens que la puissance signal mais aussi de façon contre-propagative. Nous prendrons donc soin de modéliser l'ESA selon les deux sens en introduisant  $P_{ESA}^+$  et  $P_{ESA}^-$ , respectivement puissances d'ESA co- et contre-propagatives.

Prendre en compte l'ESA dans un modèle d'AOFD complique beaucoup la modélisation. En effet, à cause de sa dépendance spectrale, l'ESA doit être discrétisée en un ensemble de sous-bandes de largeur  $\Delta\nu$ , en nombre suffisant pour décrire son spectre. De plus, il faut prendre en compte le fait qu'elle se propage dans les deux directions permises par la fibre. Tout cela amène à multiplier le nombre d'équations

à résoudre, et il est usuel d'arriver à une centaine d'équations. Mais cet effort est nécessaire pour deux raisons. La première est que l'ESA contribue à dépeupler l'inversion de population, et à ce titre, elle influence le gain et la puissance à la sortie de l'amplificateur de façon non négligeable selon la configuration envisagée. Ensuite, modéliser l'ESA avec précision est la seule façon d'accéder aux propriétés de bruit de l'amplificateur. Ainsi, la propagation des puissances optiques selon l'axe  $z$  peut s'écrire sous la forme [42] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_p}{dz} = -P_p \Gamma_p \sigma_p^{abs} N_1 - P_p \alpha_{diff_p} \\ \frac{dP_s}{dz} = P_s \Gamma_s (\sigma_s^{em} N_2 - \sigma_s^{abs} N_1) - P_s \alpha_{diff_s} \\ \frac{dP_{ESA_i}^+}{dz} = P_{ESA_i}^+ \Gamma_i (\sigma_i^{em}(\lambda) N_2 - \sigma_i^{abs}(\lambda) N_1) - P_{ESA_i}^+ \alpha_{diff_s} \\ \quad + \sigma_i^{em}(\lambda) \Gamma_i P_0 N_2 \\ \frac{dP_{ESA_i}^-}{dz} = -P_{ESA_i}^- \Gamma_i (\sigma_i^{em}(\lambda) N_2 - \sigma_i^{abs}(\lambda) N_1) + P_{ESA_i}^- \alpha_{diff_s} \\ \quad - \sigma_i^{em}(\lambda) \Gamma_i P_0 N_2 \end{array} \right. \quad (1.30)$$

$\alpha_{diff_i}$  sont les pertes intrinsèques (ou pertes de fond) dues à la diffusion Rayleigh et aux queues d'absorption des différents co-dopants (intentionnels ou pas) de la fibre.

$P_0 = 2h\nu\Delta\nu$  : Puissance d'un photon émis de façon spontanée  
 $\Delta\nu$  : Largeur d'une sous-bande d'ESA  
 $\nu$  : Fréquence optique

Symbole	Paramètre	Unité
$\sigma_s^{abs}$	Section efficace d'absorption "signal"	$m^2$
$\sigma_s^{em}$	Section efficace d'émission "signal"	$m^2$
$\sigma_p^{abs}$	Section efficace d'absorption "pompe"	$m^2$
$\Gamma_p$	Facteur de recouvrement "pompe"	-
$\Gamma_s$	Facteur de recouvrement "signal"	-

avec :

$$\begin{array}{l} P_p(0) = P_{p0} \quad P_s(0) = P_{s0} \\ P_{ESA_i}^+(0) = 0 \forall i \quad P_{ESA_i}^-(L) = 0 \forall i \end{array} \quad (1.31)$$

où  $L$  est la longueur de la fibre. Ces équations de propagation doivent être complétées par des équations de population similaires aux équations déjà décrites (Eq. 1.13), mais complétées pour prendre en compte l'impact de l'ESA. Le système

d'équations global, formé par les équations de population et les équations de propagation (1.30) peut être résolu par des méthodes numériques largement connues et implémentées, du type Runge & Kutta. Mais le calcul est, encore une fois, complexifié à cause de la prise en compte de l'ESA, à cause du fait que les conditions initiales ne sont pas toutes données du même côté de la fibre : pour l'ESA contra-propagative, il n'y a pas de "condition initiale" mais bien une "condition finale". Cela complexifie grandement la résolution du système d'équations. Pour y parvenir, deux procédures peuvent être utilisées [49] :

- la première est très classique dans le monde de la résolution des équations différentielles : il s'agit de la méthode de tir, qui consiste à injecter des conditions initiales supposées correctes à l'entrée de la fibre, et de faire évoluer, par exemple par dichotomie, ces conditions initiales à travers quelques itérations pour "viser" la condition finale. Cette procédure est assez lourde en temps de calcul, et peut éventuellement ne pas converger.
- une deuxième approche est la méthode par relaxation. Cette dernière consiste à résoudre successivement le système en sens direct et inverse plusieurs fois en injectant alternativement les conditions finales d'une résolution co-propagative aux conditions initiales du contra-propagatif.

Nous avons opté pour la seconde car elle autorise des temps de calcul beaucoup plus courts. Cela est d'autant plus avantageux qu'une centaine d'équations différentielles couplées doivent être résolues pour considérer la répartition spectrale de l'ESA.

La résolution de ce modèle d'amplificateur simplifié donne accès à la propagation des différentes puissances optiques mises en jeu dans notre AOFD, comme le montre la figure 1.23-a.

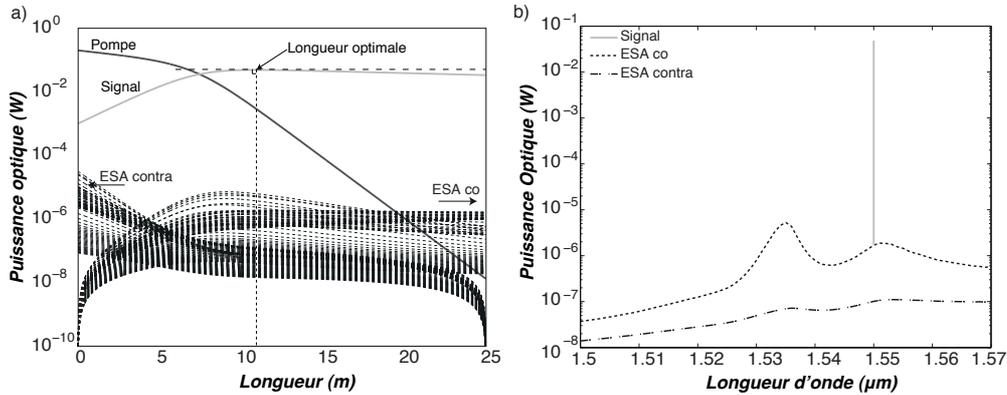


FIGURE 1.23 – Modélisation d'un AOFD (résolution spectrale  $\Delta\nu = 150\text{GHz}$ ) : a) Evolution des puissances de pompe, de signal et d'ESA en fonction de la longueur de fibre dopée ( $P_{\text{entrée signal}} = 1\text{mW}$  et  $P_{\text{entrée pompe}} = 200\text{mW}$ ) b) Spectres à  $z = L_{\text{opt}}$

La puissance de pompe, qui permet l'inversion de population, ne subit que de l'absorption tout au long de la fibre. En revanche, le signal dont la puissance initiale vaut 1mW, voit sa puissance augmenter jusqu'à atteindre un maximum à  $L_{\text{opt}}$

qui vaut ici 12m. Ensuite, l'absorption de la fibre étant saturée par la puissance élevée du signal (60mW), la perte de puissance est due aux pertes de fond de la fibre représentées ici par  $\alpha_{diff}$ . On pourra noter aussi le niveau des différentes puissances d'ESA co- et contra-propagatives qui est environ 3 décades en dessous de la puissance signal. Sur la figure 1.23.b, les spectres d'ESA à  $L_{opt}$  sont reportés ainsi que le signal à 1550nm représenté par un pic de Dirac. Enfin, nous noterons que le spectre d'ESA évolue en fonction de la longueur de la fibre, cela étant dû à la forte dépendance spectrale des sections efficaces.

## 1.4 Limites intrinsèques

Comme on peut le voir sur la figure 1.7, la spectroscopie de l'ion erbium est relativement complexe. En effet, le nombre de niveaux d'absorption est beaucoup plus important comparé aux ions ytterbium ou cérium par exemple. Pour le cas de l'ytterbium, l'absence de niveaux supplémentaires fait que ce dopant est relativement efficace et simple à modéliser. En ce qui concerne l'erbium, l'existence d'une multitude de niveaux implique des phénomènes d'échange d'énergie qui vont limiter l'efficacité d'amplification.

### Absorption à l'état excité

L'Absorption à l'Etat Excité (AEE) est un phénomène qui survient lorsqu'un ion déjà excité absorbe un photon pour être excité à un niveau supérieur. On s'aperçoit sur la figure 1.24 que les photons de pompe peuvent être absorbés à partir du niveau  $^4I_{11/2}$  puisque l'énergie apportée est alors égale à la différence d'énergie entre les niveaux  $^4F_{7/2}$  et  $^4I_{11/2}$ . La désexcitation de l'ion se trouvant au niveau  $^4F_{7/2}$  se fait dans un premier temps par des transitions non radiatives jusqu'au niveau  $^4S_{3/2}$ , puis jusqu'à l'état fondamental par une transition radiative se traduisant par l'émission d'un photon dans le domaine du visible à la longueur d'onde 532 nm [50].

On comprend aisément que l'absorption d'un photon de pompe par un atome excité va réduire l'efficacité de pompage puisque ce dernier **ne participe pas à l'inversion de population**. Ce phénomène ne peut plus être considéré comme négligeable dès que la puissance de pompe est importante, c'est à dire plusieurs dizaines de mW dans certaines configurations<sup>1</sup>.

## 1.5 Limites techniques : influence de la matrice hôte

Le dopage erbium, comme nous l'avons vu précédemment, donne les propriétés amplificatrices à la fibre optique. Cependant, l'inclusion "non maîtrisée" d'ions erbium dans une matrice vitreuse en silice peut entraîner une agglomération des ions qui sera source de phénomènes d'échange d'énergie entre eux tels que le quenching (PIQ : Pair Induced Quenching) [51] ou l'upconversion (HUC : Homogeneous

1. typiquement configuration booster avec 200 mW de pompe / 1 mW de signal

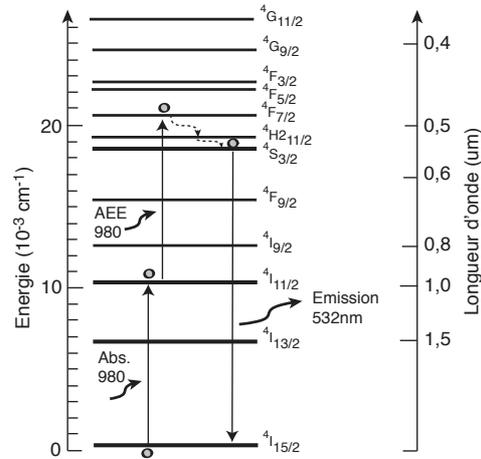


FIGURE 1.24 – Principe de l'absorption de la pompe à l'Etat Excité (AEE)

UpConversion) [52]. En effet, la silice, constituée de réseau de tétraèdres de  $\text{SiO}_4$  désordonnés, offre une faible solubilité aux ions dopants. En effet, au-delà d'une concentration de 100 ppm, des agrégats d'ions luminescents se forment [53]; ceci a pour conséquence d'accroître les mécanismes de transferts d'énergie décrits précédemment. La figure 1.25 illustre ces phénomènes. Nous considérerons ces interactions selon deux échelles : les interactions proches, typiquement quelques Angström, et éloignées, quelques nm ou quelques dizaines de nm.

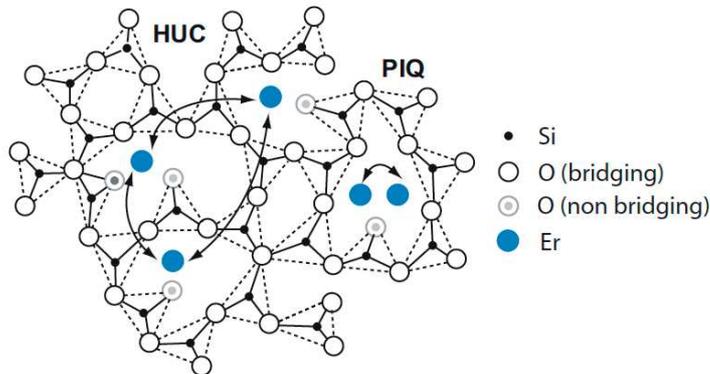


FIGURE 1.25 – Illustration des phénomènes de Quenching et d'Upconversion

Pour s'affranchir de ce problème, des oxydes modificateurs du réseau ( $\text{Al}_2\text{O}_3$  ou  $\text{P}_2\text{O}_5$  par exemple) sont introduits [54]. 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 ne pas former 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 1.26.

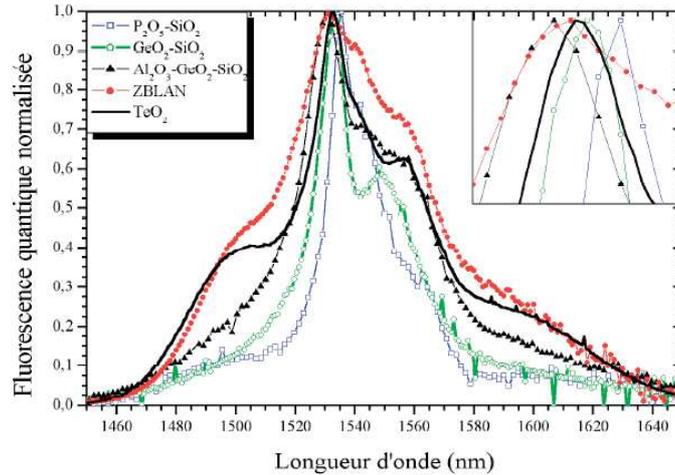


FIGURE 1.26 – Effet des codopants sur les spectres de fluorescence de fibres dopées erbium [41]

Malgré l'inclusion d'aluminium dans la fibre, il existe toujours des populations résiduelles d'atomes d'erbium appariées qui réduisent les performances de l'amplificateur. C'est pourquoi nous devons prendre en compte la physique de ces phénomènes.

## Upconversion

Le phénomène "d'Upconversion" correspond à un transfert d'énergie entre deux ions excités à un même niveau relativement distant l'un de l'autre (quelques dizaines de nm). Ainsi, il existe une probabilité pour qu'un ion excité échange l'énergie acquise par l'absorption d'un photon à un ion voisin.

Dans le cas de l'ion erbium, ce processus d'échange, illustré en figure 1.27, peut avoir lieu à partir du niveau  $^4I_{13/2}$  [55]. Ainsi, un ion "accepteur" va recevoir l'énergie d'un ion voisin "donneur" qui va redescendre instantanément au niveau  $^4I_{15/2}$ . L'accepteur va lui être excité au niveau  $^4I_{9/2}$ , puis redescendre par désexcitation non-radiative au niveau  $^4I_{13/2}$ , à partir duquel il pourra participer à l'émission stimulée. On comprend aisément que ce phénomène tend à limiter l'efficacité d'amplification puisque sur deux ions excités à l'état métastable un seul pourra participer à l'émission stimulée et donc à l'amplification des photons "signal". D'un point de vue macroscopique, la probabilité que ce phénomène se produise est considérée par

l'intermédiaire du coefficient d'upconversion,  $W_{up}$ . L'équation 1.32 montre que ce phénomène peut avoir un fort impact car il va prélever deux ions excités sur l'inversion de population au niveau métastable  $N_2$ , son évolution est donc quadratique.

$$\frac{dN_2}{dt} = -W_{up} \cdot N_2^2 \quad (1.32)$$

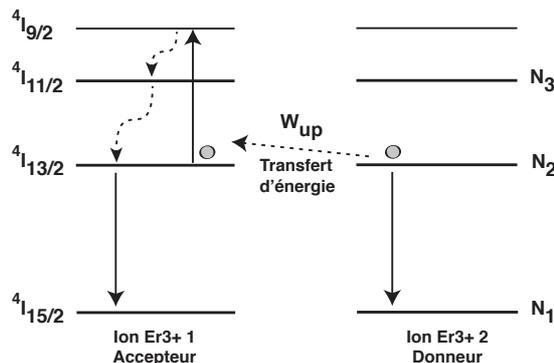


FIGURE 1.27 – Principe de l'Upconversion

## Quenching

Le phénomène de "Quenching" est aussi un processus d'échange d'énergie entre ions, sauf qu'ici les distances d'échange mises en jeu sont beaucoup plus petites (quelques nm ou quelques dixièmes de nm), on parle alors d'ions appairés. Si une paire d'ions est excitée par l'absorption de deux photons, l'interaction entre les ions étant trop forte, un transfert d'énergie va se produire entre les deux ions [51]. Ainsi, de manière quasi-instantanée, un des ions va se désexciter en cédant son énergie à son voisin comme l'illustre la figure 1.28. Plusieurs études estiment la durée de vie de la paire d'ions à un état excité entre 50 ns [56] et quelques  $\mu s$ [51]. Pour modéliser ce phénomène, nous considérerons un pourcentage d'ions appairés  $k$ . La quantification de ce phénomène sera abordé dans le deuxième chapitre de ce manuscrit.

Les phénomènes décrits précédemment sont des facteurs qui vont limiter les performances de la fibre notamment en terme d'efficacité de pompage. Ces mécanismes d'interaction entre ions vont être davantage rencontrés pour des fibres fortement dopées [57]. En effet, ils sont étroitement dépendants des distances séparant les ions erbium, or de façon triviale, plus la concentration est élevée plus la proximité des ions augmente. Cela limite fortement la puissance optique que l'on peut obtenir en sortie de fibre.

Nous verrons par la suite que le dopage erbium peut être "maîtrisé" par l'adjonction d'atomes d'aluminium ou en contrôlant directement l'environnement des ions

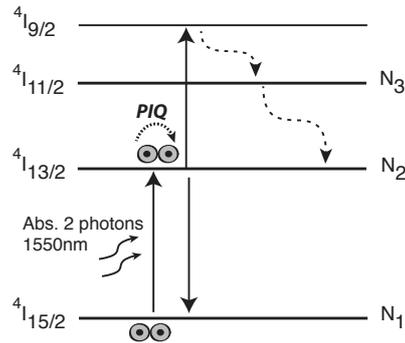


FIGURE 1.28 – Principe du Quenching

dopants via des nanoparticules.

### Défauts liés à la fabrication

Dans une matrice de silice amorphe (le verre), toute exception dans l'enchaînement  $Si-O-Si-O$  peut être considérée comme un défaut. On distingue parmi les défauts ceux liés à une lacune d'oxygène ou de silicium, ceux générés par un atome substitutionnel (Ge, Al, P) ou encore les défauts dûs à des atomes Si ou O en sur ou sous-coordination stoechiométrique. Ces défauts ont une signature spectroscopique située généralement dans la partie UV / visible, et les queues d'absorption peuvent être ressenties jusqu'aux longueurs d'ondes d'intérêt, dans l'infrarouge.

Lors de leur fabrication, les fibres sont soumises à des contraintes thermiques et mécaniques relativement importantes. Ces contraintes peuvent mener à une déformation de la matrice vitreuse et ainsi générer des défauts. Des défauts peuvent aussi être générés par l'inclusion d'atomes dans la matrice, qui peuvent casser localement des liaisons inter-atomiques. De nombreuses études ont montré que les conditions de tirage (vitesse, température, tension..) des fibres optiques avaient un impact fort sur la création des défauts [58, 59]. Ainsi, à chaque étape de fabrication de la fibre, qu'il s'agisse de la réalisation de la préforme ou du tirage, il y a de bonnes raisons de penser que de tels défauts vont apparaître.

Ce problème est *absolument critique* lorsque ces fibres sont soumises aux irradiations. En effet, s'il existe une population de défauts avérés après fabrication de la fibre, il existe aussi une population de défauts dits "latents" (aussi appelés "précurseurs de défauts") qui vont pouvoir se transformer en défauts effectifs sous irradiation. Ces défauts révélés par l'effet des irradiations vont introduire des queues d'absorption supplémentaires, dégradant les performances de la fibre sur un large spectre, y compris dans l'infrarouge. D'une manière générale, une liaison inter-atomique fortement contrainte sera un précurseur de défaut. Nous verrons notamment dans le chapitre 3 l'influence des radiations sur les défauts présents dans les fibres optiques.

## 1.6 Dopage du verre : procédés classiques et nano-procédés

Après avoir fait la description non-exhaustive des facteurs limitant les performances d'une fibre amplificatrice, intéressons nous aux procédés de fabrication des fibres et leur influence sur ces facteurs. Cette section est aussi l'occasion de présenter quelques unes des fibres qui ont été étudiées dans le cadre de cette thèse. En réalité, plus de 20 fibres différentes ont été étudiées, et ce dans des configurations assez différentes. Ce document fait la synthèse de tous ces résultats, en sélectionnant les résultats les plus représentatifs qui ont été obtenus. Ainsi, seules quelques unes de ces fibres sont décrites ici. Toutefois, dans la suite de ce document, certaines tendances que nous avons pu noter ont été appuyées par des résultats complémentaires obtenus sur les fibres non décrites. Cela ne nécessite pas pour autant une description précise de tous les paramètres de ces fibres, qui mènerait à un alourdissement conséquent de ce document de synthèse.

### 1.6.1 Procédé(s) classique(s)

La fabrication d'une fibre optique passive est marquée par deux procédés bien distincts : la réalisation de la préforme et le fibrage. La préforme constitue la base à partir de laquelle est fabriquée la fibre par fusion étirage, elle est déjà constituée du coeur et de la gaine. Une préforme peut être obtenue par différents procédés qui varient selon les fabricants (OVD, MCVD, PCVD...). Nous nous intéressons plus particulièrement à la méthode MCVD car c'est le procédé utilisé par Draka pour la fabrication de leurs fibres. En ce qui concerne les fibres dopées, une étape supplémentaire est ajoutée ; il s'agit de la réalisation de la solution de dopage dans le but de doper le coeur de la fibre en ions terres-rares.

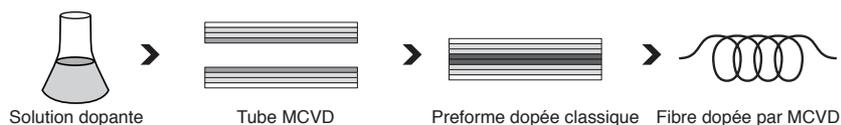


FIGURE 1.29 – Procédé "Standard"

On appellera par la suite "BEF" (Basic Erbium Fiber), une fibre dopée erbium obtenue par un procédé classique de dopage.

Le tableau 1.2 répertorie les fibres issues d'un procédé de fabrication standard que nous avons testées dans le cadre de ces travaux de thèse. Nous avons reporté le rapport  $\alpha_{1480}/\alpha_{max}$  où  $\alpha_{1480}$  et  $\alpha_{max}$  sont les coefficients d'absorption linéiques respectivement à 1480nm et au maximum du pic d'absorption proche de 1530nm. Nous verrons en section 2.3.2 que ce paramètre facilement mesurable est représentatif du taux d'aluminium. Nous avons également indiqué l'absorption maximale de la fibre  $\alpha_{max}$ , qui peut être considérée comme proportionnelle à la concentration en erbium, cela sera aussi justifié par la suite. Ces fibres ont été choisies pour pouvoir

$BEF_1$	0-2	0,303	1,1
$BEF_2$	5-7	0,434	0,82
$BEF_3$	5-7	0,439	5,1
Liekki	NC	0,45	6,9

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

observer l'impact des dopants et co-dopants sur l'effet des irradiations. Les fibres  $BEF_1$  et  $BEF_2$  sont comparables en terme de concentration erbium étant donné que leurs absorptions maximales sont proches de  $1\text{m}^{-1}$ , en revanche la fibre  $BEF_2$  contient sensiblement plus d'aluminium. La fibre  $BEF_3$  contient également beaucoup d'aluminium mais avec une concentration en erbium bien plus importante que la  $BEF_2$  puisque son absorption est 5 fois plus élevée.

On notera la présence d'une fibre commerciale dite "WDM" d'un autre fabricant *Liekki* qui sera notamment testée sous irradiation. Celle-ci permettra de déterminer si les observations obtenues sont caractéristiques de la technologie Draka ou si elles ont une portée plus générale.

### 1.6.2 Nanoparticules

Le procédé de dopage à base de "Nanoparticules" a été développé par Draka/Prysmian[60, 61] dans le but de réduire l'effet de Quenching et donc d'améliorer les performances de la fibre amplificatrice.

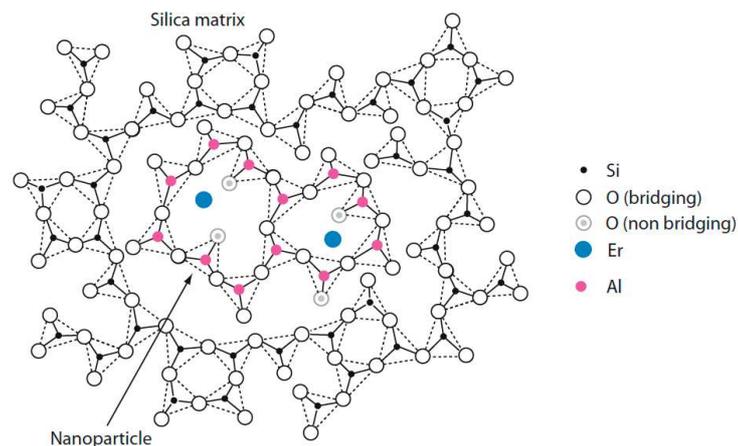


FIGURE 1.30 – Encapsulation d'un ion erbium par une nanoparticule d'aluminium

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 [62]. 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.

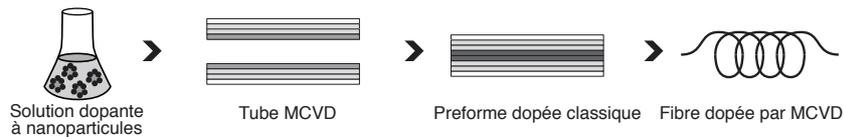


FIGURE 1.31 – Procédé "Nanoparticule"

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. Nous appellerons pour la suite de ce manuscrit les fibres dopées à base de ces nanoparticules respectivement "NP" et "NP<sub>Si</sub>". Le contrôle permis par la structuration via les nanoparticules s'illustre facilement par la figure 1.32.

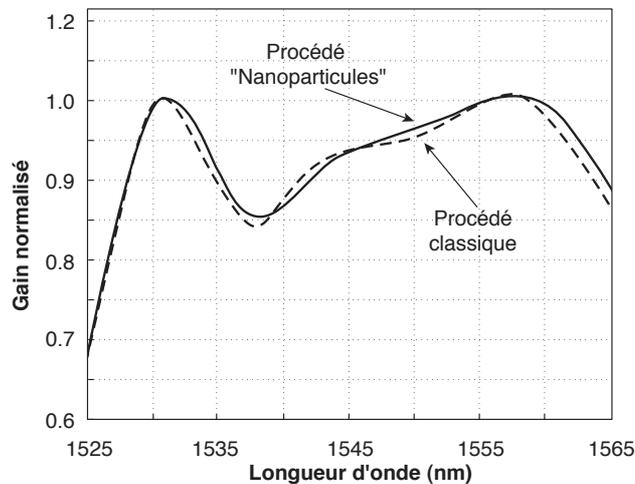


FIGURE 1.32 – Elargissement inhomogène du gain en technologie Nanoparticules d'aluminium et en technologie standard. Le taux d'aluminium global est deux fois inférieur pour la fibre en Nanoparticules d'aluminium par rapport à la fibre standard[62].

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).

Dans le tableau 1.3 nous donnons les principales caractéristiques des fibres NP. Nous effectuerons plus loin dans le document une confrontation avec les BEF à travers des mesures sous irradiation (Tableaux 3.5 et 4.1).

Fibres	Taux d'aluminium(%)	$\alpha_{1480}/\alpha_{max}$	$\alpha_{max} (m^{-1})$	Taille NP (nm)
$NP_1$	0-2	0,299	0,6	20
$NP_2$	2-4	0,387	2.7	20
$NP_3$	5-7	0,43	5.3	20
$NP_4$	2-4	0,385	4.3	5
$NP_{Si}$	0	0,214	0,46	20
$NP_{Si+}$	0	0,164	0,74	20

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, les niveaux de dopages aluminium et erbium sont 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, 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.

## Conclusion

A travers ce chapitre, nous avons présenté les différentes interactions fondamentales qui participent à l'amplification d'un signal optique ainsi que le principe de guidage de la lumière dans une fibre optique. Cela nous a permis de réaliser un modèle d'AOFD simple basé sur les 2 premiers niveaux d'absorption de l'erbium. Grâce à ce modèle, nous avons pu mettre en avant les paramètres et propriétés clés des amplificateurs à fibre dopée, et avons défini la notion de longueur optimale, qui sera très importante dans la suite de ce manuscrit.

Nous avons également mis en avant le rôle et l'influence de certains codopants sur la matrice hôte en silice. Ainsi, nous avons constaté que l'aluminium permet de faciliter l'inclusion des ions erbium tout en permettant d'élargir le spectre de la fibre. D'un autre côté, le germanium, outre le fait qu'il permet de changer l'indice du coeur de la fibre afin de lui confier ses propriétés de guidage, ne présente que peu d'interactions avec l'erbium, y compris en matière d'élargissement spectral. Tout cela est d'une grande importance car, comme nous allons le voir par la suite, la largeur du spectre de gain et la tenue sous radiations vont être essentiellement régies par la présence de ces codopants. Nous avons aussi présenté des structures de fibres à priori mieux adaptées à la tenue aux radiations, car ne nécessitant pas de dopage dans le coeur pour maintenir les propriétés de guidage.

Enfin, nous avons décrit les phénomènes non-linéaires liés à la spectroscopie complexe de l'erbium. La prise en compte de l'AEE, le HUC et le PIQ va s'avérer nécessaire étant donné le niveau des puissances optiques mises en jeu dans les applications visées. En effet, dans le but de modéliser correctement un AOFD sous irradiation, il est primordial de bien le modéliser hors irradiation, pour pouvoir réaliser des expériences numériques permettant de voir quel paramètre fondamental de l'amplificateur a été le plus fortement impacté par les irradiations.

# Modélisation avancée de l'AOFD et caractérisation de fibres dopées erbium

---

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>45</b>
<b>2.2</b>	<b>Modèle d'amplificateur complété</b>	<b>46</b>
2.2.1	Description	46
<b>2.3</b>	<b>Etablissement des équations du modèle</b>	<b>47</b>
2.3.1	Evolution des populations	47
2.3.2	Propagation des puissances optiques	49
<b>2.4</b>	<b>Caractérisation des paramètres fondamentaux des fibres erbium</b>	<b>50</b>
2.4.1	Paramètres opto/géométriques	51
2.4.2	Paramètres du milieu actif	58
<b>2.5</b>	<b>Etude de l'AOFD : grandeurs macroscopiques</b>	<b>73</b>
2.5.1	Mesures de gain	73
2.5.2	Détermination expérimentale des longueurs optimales	74
2.5.3	Validation du modèle avancé d'AOFD	76
2.5.4	Platitude de gain	77
2.5.5	Evolution de la platitude de gain en fonction de la longueur	81
2.5.6	Etude du bruit d'intensité dans un AOFD	82
	<b>Conclusion</b>	<b>88</b>

---

## 2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons chercher à obtenir un modèle quantitatif de l'AOFD. Pour cela nous devons prendre en compte un ensemble de phénomènes non-linéaires déjà décrits au chapitre précédent. Notre modélisation est basée sur un modèle à "3+1" niveaux (i.e. un modèle à 3 niveaux complété par un niveau d'upconversion). Toutefois, un modèle complexe ne peut devenir quantitatif que si les paramètres adaptés lui sont fournis. La tâche n'est pas aisée, aussi nous développerons par la suite les principales caractérisations que nous avons réalisées sur les

fibres dopées erbium en vue d’en déduire des paramètres pertinents pour représenter l’Amplificateur de manière quantitative. Enfin nous présenterons les différents résultats expérimentaux obtenus, et confronterons cette modélisation à l’observation..

En vue des applications spatiales, nous nous intéressons surtout à deux configurations, toutes deux en pompage co-propagatif. La première correspond à une utilisation ”Booster” (ou amplificateur de puissance) avec une puissance de pompe de 23dBm et une puissance signal de 0dBm. La seconde, moins étudiée dans ce document, correspond à une utilisation ”Pré-Amplificateur” avec une puissance de pompe de 23dBm et une puissance signal de -45dBm. Nous verrons les exigences que requiert chacune de ces applications.

## 2.2 Modèle d’amplificateur complété

### 2.2.1 Description

Afin de répondre aux exigences des équipementiers qui désirent des amplificateurs de plus en plus compacts, la ligne de conduite suivie par les industriels de la fibre optique est d’augmenter la quantité d’erbium afin de réduire les longueurs optimales.

Malheureusement, cette augmentation de la concentration en erbium dans les fibres optiques se traduit par une augmentation de la force des phénomènes d’interactions entre ions qui limitent l’efficacité d’amplification. En effet, nous avons vu dans le chapitre 1 que les phénomènes de HUC et de PIQ étaient étroitement liés à la proximité des ions erbium et donc à leur concentration. Nous avons aussi vu que l’AEE ne devenait plus négligeable à partir d’un niveau de puissance de pompe supérieur à plusieurs dizaines de mW. Tous ces phénomènes ont pour principale conséquence la diminution du rendement et donc une baisse des performances de l’amplificateur. L’utilisation d’un modèle simple à ”trois niveaux”, ne permet pas, par définition, de prendre en compte ces effets non linéaires. On se propose ici, d’établir un modèle amélioré, toujours basé sur le modèle développé par E. Desurvire [49, ?], qui est complété en prenant en compte des phénomènes non linéaires tels que le HUC, le PIQ et l’AEE parasitant l’amplification car consommant aussi de l’inversion de population. Ce modèle considère deux populations d’ions indépendantes ; à savoir les ions appairés, physiquement proches, et les ions éloignés [51, 56].

La figure 2.1 représente de façon schématique les premiers niveaux d’absorption de l’erbium ainsi que les différents phénomènes qui sont impliqués dans l’amplification optique. Dans le but de considérer l’absorption à l’état excité des photons de pompe, nous avons introduit le niveau  $N_4$  qui correspond au niveau d’absorption  $^4S_{3/2}$  [50]. Au final, il ne s’agit pas du tout d’un système à 4 niveaux au sens de A. Kastler, mais d’un système à 3 niveaux complété par un niveau d’upconversion à la pompe.

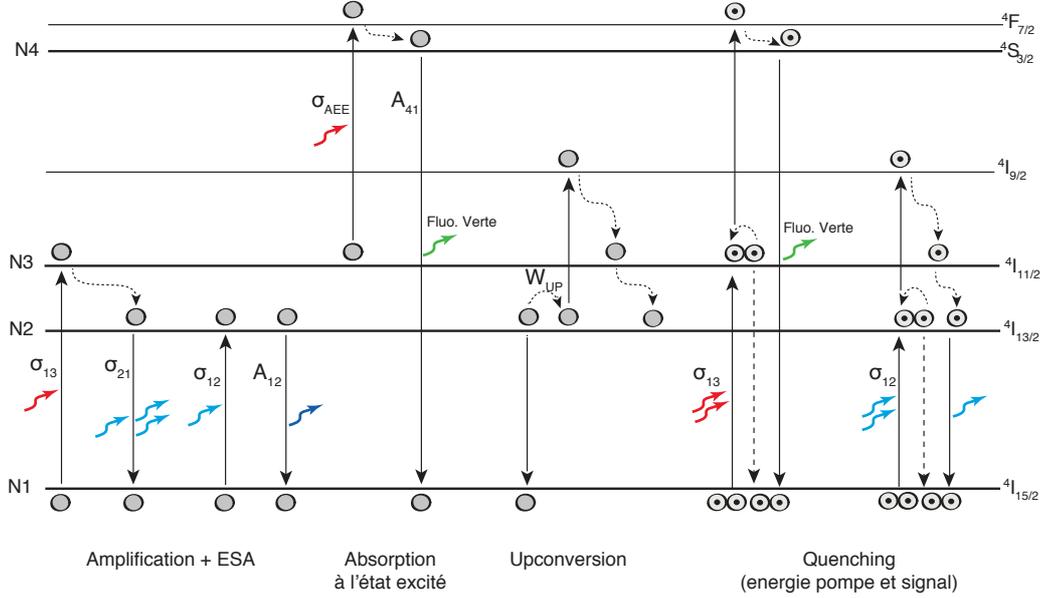


FIGURE 2.1 – Schéma des différents mécanismes

Compte tenu de la durée de vie d'une paire d'atomes à l'état excité (entre 50 ns [56] et quelques  $\mu\text{s}$ [51]) et de la durée de vie de l'état excité  $N_3$ , d'environ  $3\mu\text{s}$ , nous négligerons le PIQ à la longueur d'onde de pompe. En effet, la durée de vie de l'état métastable étant de l'ordre de 10ms, il est plus probable que le phénomène de PIQ survienne depuis ce niveau.

## 2.3 Etablissement des équations du modèle

Il s'agit ici de mettre en équations les différents phénomènes qui interviennent lors de l'amplification optique dans une fibre optique dopée erbium, avec d'un côté un système régissant l'évolution des population d'atomes excités et d'un autre côté, un système d'équations différentielles de propagation des puissances optiques.

### 2.3.1 Evolution des populations

Nous avons vu précédemment que l'on pouvait considérer la population totale d'ions erbium comme constituée de deux populations indépendantes, à savoir, les ions seuls ou "uniques"  $N_{iu}$  et ceux qui sont appairés ou "en tandem"  $N_{it}$  où  $i$  correspond au niveau d'énergie / à l'état d'excitation de ces atomes .

$$N_{1u} + N_{2u} + N_{3u} + N_{4u} = (1 - 2k)N_{tot} \quad (2.1)$$

$$N_{1t} + N_{2t} = kN_{tot} \quad (2.2)$$

Nous reprenons donc les équations dynamiques de population pour chacune de ces deux catégories d'atomes erbium, en complétant par les transitions utiles pour prendre en compte les effets qui parasitent l'inversion de population (AEE, HUC et PIQ). Pour les populations d'ions uniques (seuls) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_{1u}}{dt} = -R_p N_{1u} + A_{21} N_{2u} - W_{12} N_{1u} + W_{21} N_{2u} - W_{12ESA} N_{1u} \\ \quad + W_{21ESA} N_{2u} + W_{up} N_{2u}^2 + A_{41} N_{4u} \\ \frac{dN_{2u}}{dt} = -A_{21} N_{2u} + A_{32} N_{3u} + W_{12} N_{1u} - W_{21} N_{2u} + W_{12ESA} N_{1u} \\ \quad - W_{21ESA} N_{2u} - 2W_{up} N_{2u}^2 \\ \frac{dN_{3u}}{dt} = R_p N_{1u} - A_{32} N_{3u} + W_{up} N_{2u}^2 - R_{AEE} N_{3u} \\ \frac{dN_{4u}}{dt} = R_{AEE} N_{3u} - A_{41} N_{4u} \end{array} \right. \quad (2.3)$$

Dans le cas des populations d'ions en tandem (appariés), nous pouvons écrire :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_{1t}}{dt} = -2W_{12} N_{1t} - 2W_{12ESA} N_{1t} + W_{21ESA} N_{2t} + A_{21} N_{2t} \\ \quad + W_{21} N_{2t} \\ \frac{dN_{2t}}{dt} = 2W_{12} N_{1t} + 2W_{12ESA} N_{1t} - W_{21ESA} N_{2t} - A_{21} N_{2t} \\ \quad - W_{21} N_{2t} \end{array} \right. \quad (2.4)$$

Avec :

$$\begin{aligned} R_p &= \frac{\sigma_p^{abs} \Gamma_p}{h\nu_p \pi r_{eff}^2} P_p & R_{AEE} &= \frac{\sigma_p^{AEE} \Gamma_p}{h\nu_p \pi r_{eff}^2} P_p \\ W_{21} &= \frac{\sigma_s^{em} \Gamma_s}{h\nu_s \pi r_{eff}^2} P_s & W_{12} &= \frac{\sigma_s^{abs} \Gamma_s}{h\nu_s \pi r_{eff}^2} P_s \\ W_{21ESA} &= \frac{\sigma_i^{em}(\lambda) \Gamma_i(\lambda)}{h\nu_i \pi r_{eff}^2} \sum_i P_{ESA_i}^\pm & W_{12ESA} &= \frac{\sigma_i^{abs}(\lambda) \Gamma_i(\lambda)}{h\nu_i \pi r_{eff}^2} \sum_i P_{ESA_i}^\pm \\ A_{21} &= \frac{1}{\tau_{21}} & A_{32} &= \frac{1}{\tau_{32}} & A_{41} &= \frac{1}{\tau_{41}} \end{aligned}$$

Comme précédemment, la résolution de ce système d'équations de populations à l'état stationnaire mène à l'expression de l'inversion de population. Ce système

devra être résolu pour chaque position  $z$  le long de l'axe de propagation. Les paramètres sont rassemblés dans le tableau 2.1.

Symbole	Paramètre	Unité
$\sigma_s^{abs}$	Section efficace d'absorption "signal"	$m^2$
$\sigma_s^{em}$	Section efficace d'émission "signal"	$m^2$
$\sigma_p^{abs}$	Section efficace d'absorption "pompe"	$m^2$
$\sigma_p^{AEE}$	Section efficace d'absorption à l'état excité	$m^2$
$\tau_{21}$	Durée de vie du niveau N2	$s$
$\tau_{32}$	Durée de vie du niveau N3	$s$
$\tau_{41}$	Durée de vie du niveau N4	$s$
$\Gamma_p$	Facteur de recouvrement "pompe"	-
$\Gamma_s$	Facteur de recouvrement "signal"	-
$r_{eff}$	Rayon efficace de dopage	$m$
$N_{tot}$	Dopage en erbium	$m^{-3}$
$k$	Fraction d'ions appairés	-
$Wup$	Taux d'upconversion	$m^3s^{-1}$

TABLE 2.1 – Paramètres du modèle à 3+1 niveaux

### 2.3.2 Propagation des puissances optiques

Nous pouvons maintenant écrire les équations qui régissent la propagation des puissances optiques dans la fibre selon l'axe  $z$ .

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_p}{dz} = -P_p\Gamma_p\sigma_p^{abs} \left( N_{1u} + 2N_{1t} \right) - P_p\Gamma_p\sigma_p^{AEE}N_{3u} - P_p\alpha_{diffp} \\ \frac{dP_s}{dz} = P_s\Gamma_s \left( \sigma_s^{em}F_2 - \sigma_s^{abs}F_1 \right) - P_s\alpha_{diffs} \\ \frac{dP_{ESA_i}^\pm}{dz} = \pm P_{ESA_i}^\pm \Gamma(\lambda_i) \left( \sigma_i^{em}(\lambda)F_2 - \sigma_i^{abs}(\lambda)F_1 \right) \mp P_{ESA_i}^\pm \alpha_{diffs} \\ \pm \sigma_i^{em}(\lambda)\Gamma P_0 F_2 \end{array} \right. \quad (2.5)$$

Avec :

$$F_1 = N_{1u} + 2N_{1t} + N_{2t} \quad F_2 = N_{2u} + N_{2t}$$

et :

- $\alpha_{diffs}$  : Pertes de fond "signal" ( $m^{-1}$ )
- $\alpha_{diffp}$  : Pertes de fond "pompe" ( $m^{-1}$ )
- $P_0$  : Puissance d'un photon émis de façon spontanée ( $WHz^{-1}$ )
- $\Delta\nu$  : Bande passante optique (Hz)
- $\nu$  : Fréquence optique (Hz)

## 2.4 Caractérisation des paramètres fondamentaux des fibres erbium

L'effort mis dans la modélisation de notre amplificateur n'a de sens que si nous sommes capables de déterminer ses paramètres, qui sont nombreux, avec une précision suffisante. En effet, nous allons chercher dans cette modélisation des effets relativement fins qui dépassent un modèle basique à 3 niveaux dans le but d'améliorer la précision du modèle, ce qui n'a de sens que si les coefficients que nous y injectons sont précis. C'est l'objectif très ambitieux de cette section. L'état de l'art est pléthorique sur le sujet, mais peu de documents font la synthèse (et la critique) des méthodes de caractérisation.

Dans un premier temps, on se propose de montrer comment, à partir de mesures réalisées en champ lointain, on va pouvoir déterminer des paramètres tels que le rayon de cœur, le diamètre de mode et le profil d'indice d'une fibre optique. Puis nous verrons quelles sont les méthodes qui permettent de déterminer les sections efficaces d'absorption et d'émission, ainsi que les coefficients liés aux effets non-linéaires.

$\sigma_{em}$	Section efficace d'émission	MacCumber Fluchtbauer-Ladenburg Barnard	Facile " "	Fort "
$r_{eff}$	Rayon efficace de dopage	Microscopie Confocale Fit (optimisation)✓	Difficile Facile	Fort "
$a$	Rayon de coeur	Attaque Chimique✓	Facile	Moyen
$N_{tot}$	Concentration	ICP AES Fit (optimisation)✓	Difficile Facile	Important
$w$	rayon de mode	Champ lointain✓ Champ proche Calcul (Marcuse)	Facile Difficile Facile	Moyen " "
$k$	taux de quenching	Durée de vie Fit (optimisation)✓	Difficile Difficile	Moyen Moyen
$w_{up}$	taux d'upconversion	Fit (optimisation)✓	Difficile	Faible

## 2.4. Caractérisation des paramètres fondamentaux des fibres erbium 53

### 2.4.1 Paramètres opto/géométriques

#### 2.4.1.1 Diamètre de coeur

Le diamètre de coeur peut être mesuré directement à partir d'un microscope à balayage électronique. Pour cela l'extrémité de la fibre doit subir au préalable une attaque chimique qui va permettre de révéler le coeur de la fibre. Nous avons utilisé l'acide fluorhydrique qui dissout plus rapidement la silice codopée au germanium que la silice pure. Sachant que le coeur contient habituellement du germanium (contrairement à la gaine) pour donner à la fibre ses propriétés guidantes, on va pouvoir réaliser une gravure sélective du coeur de la fibre [63].

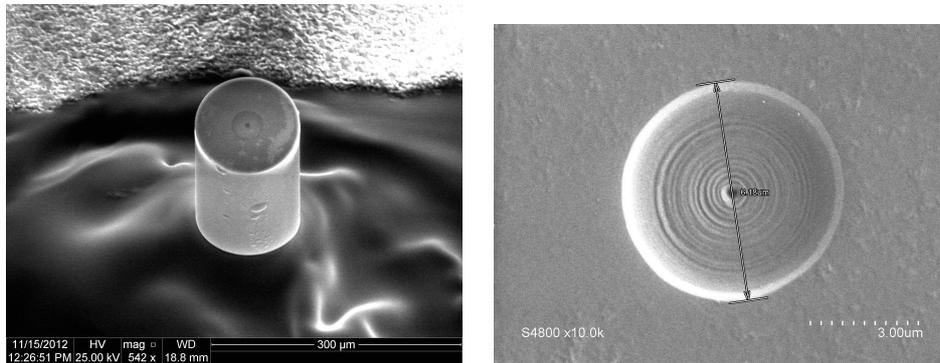


FIGURE 2.2 – a) Vue d'une fibre optique à partir d'un MEB b) Vue du coeur d'une fibre optique à partir d'un MEB

Ainsi, on obtient une image qui permet la détermination précise du diamètre de coeur (Fig. 2.2) [64].

#### 2.4.1.2 Diamètre de mode

Nous avons vu que le facteur de confinement  $\Gamma$  est fonction du diamètre de mode  $w_0$  ainsi que du rayon efficace de dopage  $r_{eff}$ . Or, la détermination de ces deux paramètres n'est, à priori, pas triviale étant donnée les dimensions d'une fibre optique (quelques  $\mu\text{m}$  de diamètre).

- Le rayon efficace  $r_{eff}$  peut être déterminé par l'intermédiaire d'un microscope confocal en stimulant localement les ions erbium et en observant leur fluorescence [65, 66]. Ne disposant pas d'un tel équipement, nous utiliserons, pour la suite du document, les valeurs fournies par Draka, qui donne une estimation de  $r_{eff}$  à partir de mesures sur les préformes des fibres [49].
- La connaissance du diamètre de mode  $w_0$  peut s'effectuer par simple calcul en connaissant le rayon du coeur de la fibre et la fréquence normalisée de cette dernière. En effet, la littérature prévoit différents modèles pour calculer  $w_0$  [67, 68], chacun d'entre eux donnant au final un résultat différent. Afin de s'affranchir de cette ambiguïté, nous avons opté pour une méthode expérimentale

basée sur l'étude du mode issu de la fibre après propagation en espace libre.

Cette méthode, qui s'appuie sur la théorie de la diffraction, requiert l'utilisation d'une photodiode en espace libre et d'un système rotatif, comme le montre la figure 2.3.

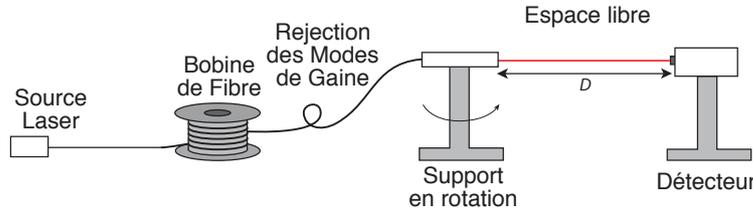


FIGURE 2.3 – Montage Experimental

Nous appliquerons cette méthode sur une fibre monomode standard à saut d'indice telle que la Hi1060 de *Corning* dont les paramètres opto-géométriques sont bien connus. Nous pourrions donc conclure sur la pertinence de la méthode. Afin de pouvoir extrapoler cette méthode aux fibres erbium, les tests sont réalisés en dehors de tout pic d'absorption mais en régime monomode, aussi nous avons choisi de travailler à 1310 nm. Les informations que nous pourrions retirer de cette caractérisation pourront être extrapolés à 1550 nm et à 980 nm, comme nous le verrons plus loin.

On peut considérer la propagation de l'onde lumineuse dans une fibre optique comme une onde plane, en champ proche perpétuel. Lorsque cette dernière sort de la fibre, elle va subir le phénomène de diffraction. Ainsi, si l'on fait la supposition que le clivage est "parfait", alors le front de phase du mode, à l'interface de sortie de la fibre, est exactement plan, car la phase d'un mode optique guidé est uniforme. Ainsi, la forme du faisceau en champ lointain est exclusivement due aux modulations du profil d'intensité. Ainsi, en champ lointain, l'onde est forcément une onde sphérique. Comme nous connaissons l'état de phase en champ lointain, une simple mesure d'intensité optique permet de déduire le champ électrique en champ lointain. Si la mesure est faite dans de bonnes conditions, la théorie de la diffraction nous dit qu'il restera juste à faire une opération type transformée de Fourier inverse pour revenir au champ proche.

La théorie de Fraunhofer, qui considère que l'on observe le champ diffracté à une distance très grande devant l'objet diffractant (ici le diamètre de la fibre), permet de calculer en champ lointain la distribution de l'intensité lumineuse.

Pour mesurer le mode optique en champ lointain, il s'agit de venir balayer le faisceau lumineux qui se propage en espace libre en sortie d'une fibre optique à l'aide d'une photodiode de petit diamètre montée sur un support rotatif. Afin de faire des mesures correctes en champ lointain, la distance  $D$  séparant la facette clivée de la fibre et la photodiode doit être supérieure à la zone de Rayleigh  $z_R$  de la fibre optique, tel que  $D \gg z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ .

## 2.4. Caractérisation des paramètres fondamentaux des fibres erbium 55

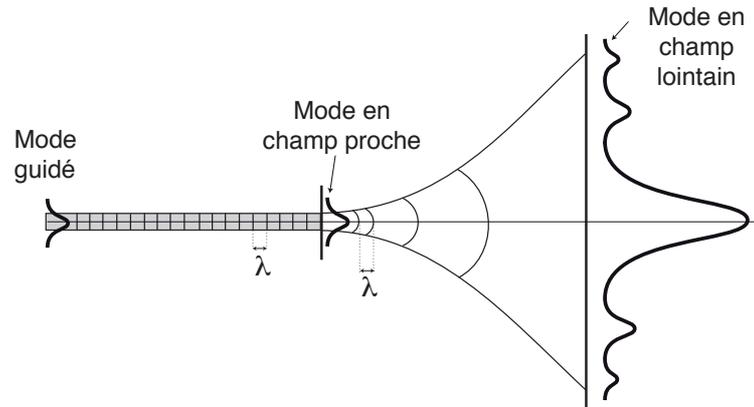


FIGURE 2.4 – Principe de diffraction en sortie d’une fibre optique

Dans le but de mesurer uniquement le mode fondamental et éliminer la contribution des modes de gaine, une boucle de faible rayon de courbure (environ 3 cm) doit être appliquée sur la fibre (Fig.2.3).

Afin d’avoir un nombre de point suffisant pour le traitement numérique, nous avons adopté un pas angulaire de 4 minutes. Le choix du nombre de points et le pas ne sont pas triviaux. Ils ont été déterminés en prenant en compte les contraintes de la transformée de Fourier rapide (FFT) ainsi que du meilleur compromis possible champ proche-champ lointain, en se basant sur la propagation d’une onde gaussienne. En effet, avec la FFT, le choix d’une résolution dans un espace impose la résolution dans l’espace réciproque : il existe donc un optimum à choisir pour être dans de bonnes conditions dans les deux espaces. On obtient ainsi  $P(\theta)$  le profil d’intensité du faisceaux en fonction de l’angle de rotation (fig. 2.5).

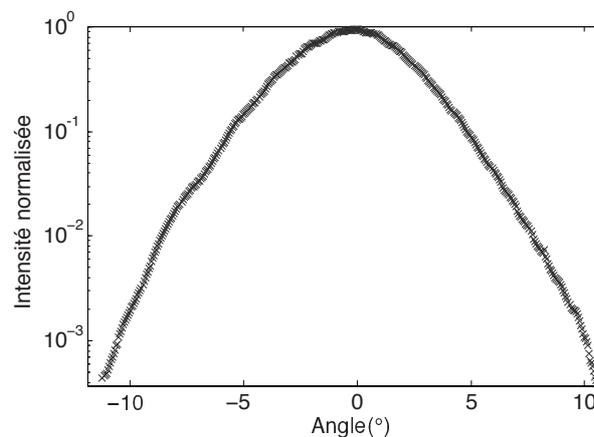


FIGURE 2.5 – Données expérimentales en champ lointain (échelle semi-logarithmique).

Sur la figure 2.5, est représentée la répartition angulaire de l'intensité optique en champ lointain avec une dynamique  $> 30$  dB. La mise en place d'une détection synchrone permettrait d'obtenir une dynamique bien supérieure ( $> 60$  dB) ainsi, de pouvoir mesurer les lobes secondaires (Fig.2.7).

Tout d'abord, une mise en forme des données expérimentales (normalisation, centrage des données, ajout de zéros au-delà des ailes) a été effectuée. Ensuite, le profil du champ électrique en champ lointain  $\Psi(\theta)$  est calculé en appliquant la racine carrée au profil d'intensité  $P(\theta)$ (Eq.2.6).

$$\Psi(\theta) = \sqrt{P(\theta)} \quad (2.6)$$

Enfin, nous avons pu calculer numériquement le champ proche  $\psi(r)$  en appliquant la transformée de Fourier inverse aux données mises en forme(Eq.2.7).La transformée de Fourier est, en effet, un outil mathématique qui permet de calculer d'une manière simple le champ proche à partir du champ lointain.

Nous avons aussi calculé le champ proche  $\psi(r)$  en utilisant cette fois-ci la transformée de Hankel inverse du champ lointain  $\Psi(\theta)$ (Eq.2.8)[69].

$$\psi(r) = TF^{-1}[\Psi(\theta)] \quad (2.7)$$

et

$$\psi(r) = \mathcal{TH}^{-1}[\Psi(\theta)] \quad (2.8)$$

Le calcul du champ proche  $\psi(r)$  via la transformée de Hankel inverse s'écrit de la manière suivante (Eq.2.9) :

$$\psi(r) = \int_0^\infty \text{sign}[\Psi(\theta)]\Psi(\theta)J_0(k \sin(\theta)r) \sin(2\theta)d\theta \quad (2.9)$$

La transformée de Hankel  $\mathcal{TH}$  est un outil mathématique qui, comme la Transformée de Fourier  $TF$ , permet de passer du champ proche au champ lointain. L'avantage de la  $\mathcal{TH}$  est qu'elle considère la symétrie de révolution, ce qui est plus proche de la réalité que la  $TF$  à une dimension.

Nous avons confronté les deux résultats, qui représentent la répartition radiale du champ électrique en sortie de la fibre, à une fonction de Bessel  $\mathcal{B}(r)$  qui représente le profil du champ électrique du mode fondamental  $TE_{01}$  se propageant dans la fibre (Fig.2.6), et l'on constate que la transformée de Hankel donne un meilleur accord que la transformée de Fourier.

Connaissant précisément la longueur d'onde d'émission et le rayon de coeur, le seul paramètre d'ajustement reste l'ouverture numérique de la fibre.

La transformée de Hankel étant réciproque, on peut facilement calculer le profil en champ lointain  $\Psi(\theta)$  à partir du profil en champ proche  $\psi(r)$ [46], afin de finir de vérifier la validité des résultats expérimentaux :

## 2.4. Caractérisation des paramètres fondamentaux des fibres erbium 57

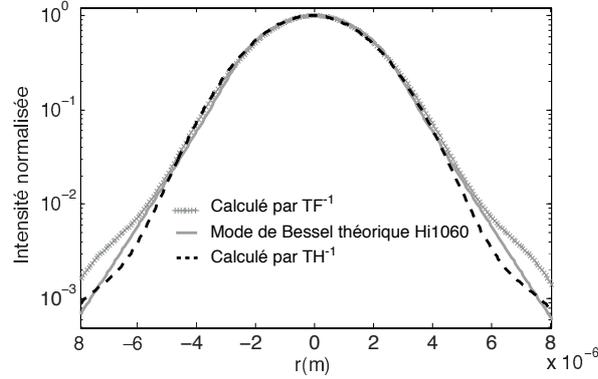


FIGURE 2.6 – Profil d'intensité en champ proche calculé à partir du profil en champ lointain

$$\Psi(\theta) = \mathcal{HT}[\psi(r)] \quad (2.10)$$

Le champ lointain s'écrit alors de la façon suivante :

$$\Psi(\theta) = \int_0^\infty \psi(r) J_0(k \sin(\theta)r) dr \quad (2.11)$$

Le profil du champ électrique en champ lointain peut aussi être calculé par l'intermédiaire des équations de champ approximées[64] :

$$\Psi(\theta) = \left[ \frac{U^2 W^2}{(U^2 - \alpha^2)(W^2 + \alpha^2)} \left\{ J_0(\alpha) - \alpha J_1(\alpha) \frac{J_0(U)}{U J_1(U)} \right\} \right] \quad (2.12)$$

Où :

$\alpha = k \sin(\theta)r$  et  $V^2 = U^2 + W^2$  avec U et W, les arguments des fonctions de Bessel et de Hankel modifiées.

Afin de vérifier la pertinence de ces équations, nous avons comparé les données expérimentales mesurées en champ lointain aux profils d'intensité calculés via la transformée de Hankel et via l'équation des champs approximés (respectivement Eq. 2.10 et Eq. 2.12). Ainsi, la figure 2.7 montre un bon accord entre l'expérience et la théorie sur plus de deux décades.

Les courbes théoriques permettent de confirmer l'existence de lobes secondaires en champs lointain liés à la diffraction du mode en sortie de fibre. Ces lobes pourraient être mesurés expérimentalement avec l'utilisation d'une détection synchrone permettant une meilleure dynamique de mesure [70, 68]. Outre une précision excellente obtenue sur le diamètre de mode, la connaissance de ces courbes apporte des informations riches, notamment elles permettent de calculer la différence d'indice relative dans le cœur de la fibre. Cette information sera utile pour extrapoler les résultats obtenus à 1310 nm aux longueurs d'ondes d'intérêt de l'amplificateur erbium.

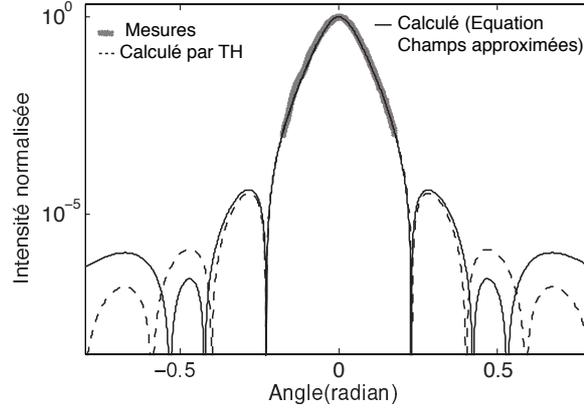


FIGURE 2.7 – Profil d'intensité en champ lointain calculé à partir du profil en champ proche

### 2.4.1.3 Détermination du profil d'indice

Dans une fibre dopée erbium, la mesure du diamètre présentée dans le paragraphe précédent, doit s'effectuer à une longueur d'onde où l'absorption est la plus faible, par exemple 1310nm. L'idéal serait de disposer d'une fibre blanche (même propriétés opto/géométrique mais sans ions erbium), et d'effectuer les mesures aux longueurs d'onde d'intérêt, même si la présence d'erbium impactera certainement la valeur de l'indice du coeur  $n_c$ . Ce dernier n'étant pas facilement mesurable directement, nous proposons une méthode qui, à partir de ces mesures champ proche et champ lointain, permet déterminer la différence d'indice relative  $\Delta n$  dans la fibre [69]. Comme précédemment, nous appliquerons cette méthode à la fibre Hi1060.

La fonction  $\psi(r)$  qui représente la répartition radiale du champ électromagnétique du mode  $LP_{01}$  est solution de l'équation d'onde. On s'aperçoit que  $\psi(r)$  est étroitement liée avec le profil d'indice  $n(r)$ (Eq.2.13).

$$\frac{d^2\psi(r)}{dr^2} + \frac{d\psi(r)}{dr} + [k^2n^2(r) - \beta^2]\psi(r) = 0 \quad (2.13)$$

Le champ proche pouvant être calculé directement à partir du champ lointain [71], on peut calculer le profil de la différence d'indice  $\Delta n(r)$  entre le coeur et la gaine  $n_2$ [69] à partir du champ lointain. Pour cela, on représente le profil d'indice et la constante de propagation tel que.

$$n(r) = n_2 + \Delta n(r) \quad (2.14)$$

$$\beta = kn_2 + \Delta\beta \quad (2.15)$$

En considérant que  $n_2 \gg \Delta n(r)$  et que  $kn_2 \gg \Delta\beta$ , on obtient de l'équation(Eq.2.13), l'expression suivante :

$$\Delta n(r) - \frac{\Delta\beta}{k} = \frac{-1}{2k^2n_2\psi(r)} \left[ \frac{d^2\psi(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\psi(r)}{dr} \right] \quad (2.16)$$

## 2.4. Caractérisation des paramètres fondamentaux des fibres erbium 59

Finalement grâce aux équations (Eq.2.9) et (Eq.2.16), on obtient le profil de la différence d'indice :

$$\Delta n(r) - \frac{\Delta\beta}{k} = \frac{\int_0^\infty \text{sign}[\Psi(\theta)]\Psi(\theta)J_0(k \sin(\theta)r) \sin^2 \theta \sin 2\theta d\theta}{2n_2 \int_0^\infty \text{sign}[\Psi(\theta)]\Psi(\theta)J_0(k \sin(\theta)r) \sin 2\theta d\theta} \equiv Y(r) \quad (2.17)$$

La fonction  $\text{sign}[\Psi(\theta)]$  donne la phase du profil qui peut être +1 ou -1. On peut aisément déterminer cette phase à partir du profil d'intensité en champ lointain en considérant que le premier lobe correspond à +1, le deuxième lobe à -1, le troisième à +1 et ainsi de suite. La différence d'indice relative  $\Delta n(r)$  peut être alors calculée grâce à l'équation 2.17.

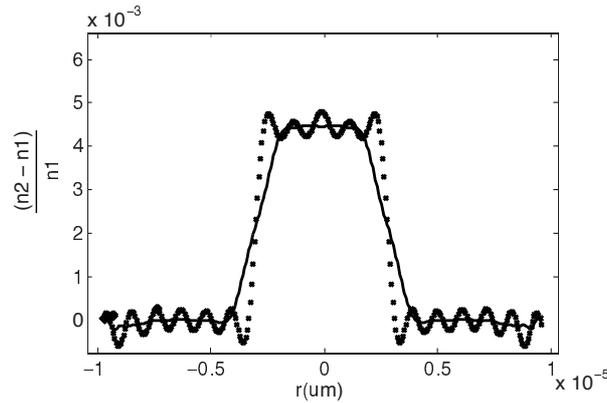


FIGURE 2.8 – Différence d'indice calculée

La différence d'indice relative calculée avec cette méthode est de 0,45% et la documentation de la fibre Hi1060 donne  $\Delta n/n = 0,48\%$ . Cette méthode donne donc un résultat satisfaisant avec erreur de l'ordre de 6%, dont on ignore si elle provient du relevé expérimental ou de la fibre elle-même, et pourra donc être appliquée sur les fibres dopées erbium.

Ces mesures à 1310nm nous permettent de connaître la différence d'indice relative, à partir de cela, on peut alors extrapoler vers les longueurs d'intérêt 980nm et 1550nm. Pour cela, nous calculons le mode de Bessel pour chacune des longueurs d'onde (Fig. 2.9.a) et nous calculons via l'équation 1.27 les diamètres de mode en fonction de la longueur d'onde. Les résultats sont présentés sur la figure Fig. 2.9.b, et l'on remarque qu'aux basses longueurs d'onde notre méthode est proche de la théorie de Marcuse. En revanche aux hautes longueurs d'onde, la différence s'accroît.

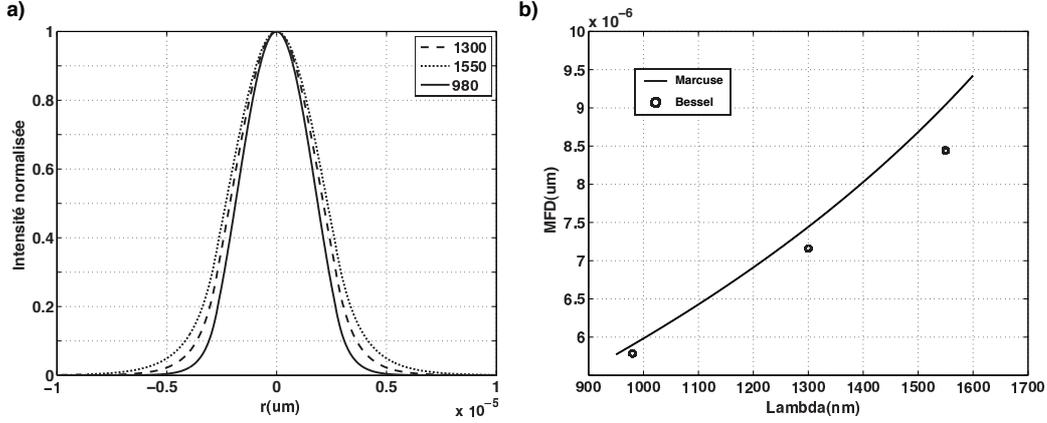


FIGURE 2.9 – a) Modes de Bessel dans la fibre pour différentes longueurs d'onde b) MFD calculés à partir de l'équation 1.27

## 2.4.2 Paramètres du milieu actif

### 2.4.2.1 Estimation du dopage erbium

Le premier paramètre clé à connaître est bien entendu la concentration en erbium  $[Er]$ . Pour obtenir la concentration ou dopage en ions erbium dans une fibre optique, il existe plusieurs techniques, plus ou moins précises [72] : il s'agit soit de faire des analyses physico-chimiques telle que l'ICP/AES (pour "Inductive Coupled Plasma Atomic Electron Spectroscopy"), soit d'utiliser une méthode empirique à partir de l'absorption à 1530 nm. En effet, la quantité de dopant  $N_{tot}^*$  en ppm (wt%) (i.e. partie par million de la masse) est proportionnelle à l'absorption maximum  $\alpha_{max}$  en dB/m de la fibre ; le facteur de proportionnalité nous a été donné par le fabricant ainsi :

$$N_{tot}^* = 60\alpha_{max} \quad (2.18)$$

Notons que cette "règle" a été empiriquement vérifiée depuis de nombreuses années. On peut toutefois penser qu'elle n'est qu'approximative, dans la mesure où il peut sembler contre-intuitif qu'elle ne dépende pas de la largeur spectrale de la section efficace d'absorption, donc de la matrice de verre qui va accueillir les atomes d'erbium.

Nous avons besoin de convertir cette quantité en pourcentage massique en une densité  $m^{-3}$  d'ion erbium. Pour cela on connaît la masse volumique de la silice  $\rho_{SiO_2} = 2,2 g.cm^{-3}$ , la masse molaire de l'erbium  $\mathcal{M}_{Er} = 167,26 g.mol^{-1}$ , ainsi que le nombre d'atomes par mole, soit le nombre d'Avogadro  $\mathcal{N}_a = 6,022 \times 10^{23}$ . Il en résulte que :

$$N_{tot}(m^{-3}) = \frac{\rho_{SiO_2}\mathcal{N}_a}{\mathcal{M}_{Er}} N_{tot}^* = 7,9 \times 10^{21} N_{tot}^* = 4,74 \times 10^{23} \alpha_{max} \quad (2.19)$$

## 2.4. Caractérisation des paramètres fondamentaux des fibres erbium 61

### 2.4.2.2 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 la spectroscopie à torche plasma autrement appelée ICP-AES. Cette mesure consiste à ioniser un échantillon en l'injectant dans un plasma d'argon ou d'hélium et à analyser la réponse des espèces chimiques.

Une autre méthode, beaucoup plus simple, permet d'obtenir une estimation de la concentration en aluminium  $[Al]$ , celle-ci est basée sur la connaissance de l'absorption à 1480nm, notée  $\alpha_{1480}$ , normalisée par  $\alpha_{max}$ . En effet, il est bien connu dans la littérature que l'aluminium est un codopant responsable de l'élargissement du spectre de l'ion erbium dans une matrice de silice.

Ainsi, nous avons mesuré à l'aide d'un spectromètre optique l'absorption de différentes fibres optiques dopées erbium en reportant l'absorption à 1480nm, l'absorption maximale autour de 1530nm  $\alpha_{max}$  ainsi que la largeur à mi-hauteur du pic d'absorption autour de 1530nm  $FWHM$  (Fig. 2.10).

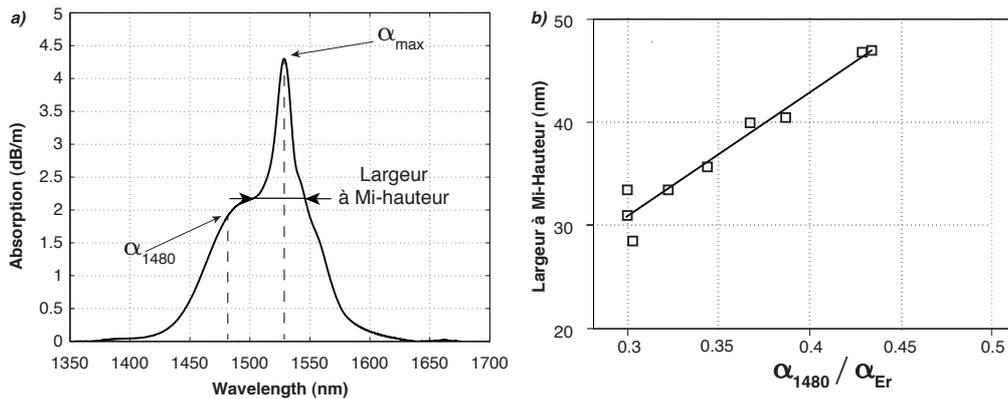


FIGURE 2.10 – a) Spectre d'absorption d'une fibre dopée erbium autour de 1550nm  
b) Largeur à mi-hauteur du spectre d'absorption en fonction du rapport  $\frac{\alpha_{1480}}{\alpha_{max}}$

Nous voyons aisément sur la figure 2.10-b 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 2.11 montre l'évolution du rapport  $\alpha_{1480} / \alpha_{max}$  en fonction du taux d'aluminium dans la fibre.

On peut observer deux régimes distincts : le premier où le ratio  $\alpha_{1480} / \alpha_{max}$  augmente quasi-linéairement jusqu'à 3,5% d'aluminium ; au delà de cette valeur on observe une saturation. Cela signifie qu'il existe une certaine quantité d'aluminium à partir de laquelle l'élargissement inhomogène ne s'accroît plus. Autrement dit, à partir d'une certaine valeur, l'incorporation d'aluminium n'a plus d'impact sur le spectre d'absorption. Cela est une information intéressante puisque comme nous le verrons dans le chapitre 3, l'aluminium joue un rôle important dans la dégradation

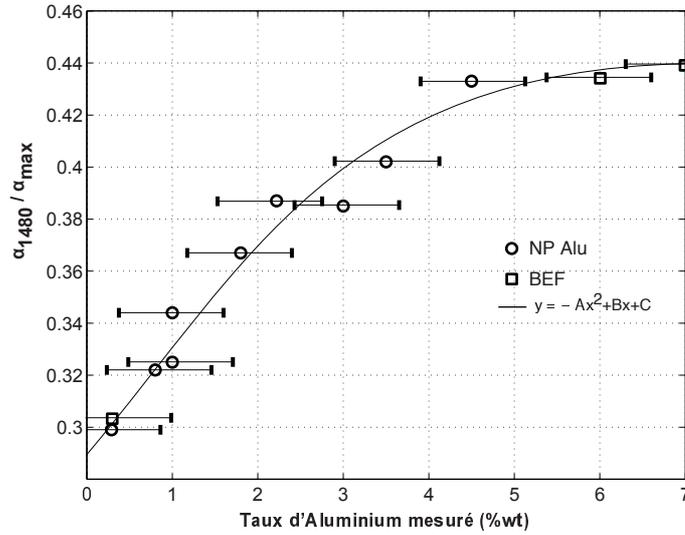


FIGURE 2.11 – Effet du taux d'aluminium sur l'élargissement du spectre d'absorption

sous radiations des fibres dopées erbium.

### 2.4.2.3 Mesure de la durée de vie à l'état métastable

La mesure de la durée de vie de l'électron à l'état métastable  $\tau$  s'effectue en « pompant » à 980nm la fibre avec un signal créneaux et en mesurant le temps de réponse de la fibre (Fig. 2.12). La puissance injectée doit être très faible, de l'ordre de la dizaine de  $\mu\text{W}$ , afin de ne pas générer d'effets non linéaires tels que l'absorption à l'état excité. De plus, l'échantillon de fibre doit être court (5-10 cm) pour réduire l'amplification de l'émission spontanée provoquée par la relaxation des électrons.

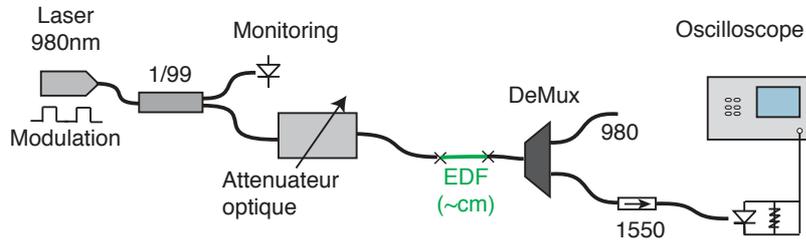


FIGURE 2.12 – Montage expérimental pour la détermination de  $\tau$

Comme le montre la figure 2.13, la réponse de la fibre à un créneau est assimilable à celle d'un filtre du premier ordre. Ainsi, on peut l'approcher théoriquement avec l'équation 2.20, pour retrouver la constante de temps  $\tau$ .

## 2.4. Caractérisation des paramètres fondamentaux des fibres erbium 63

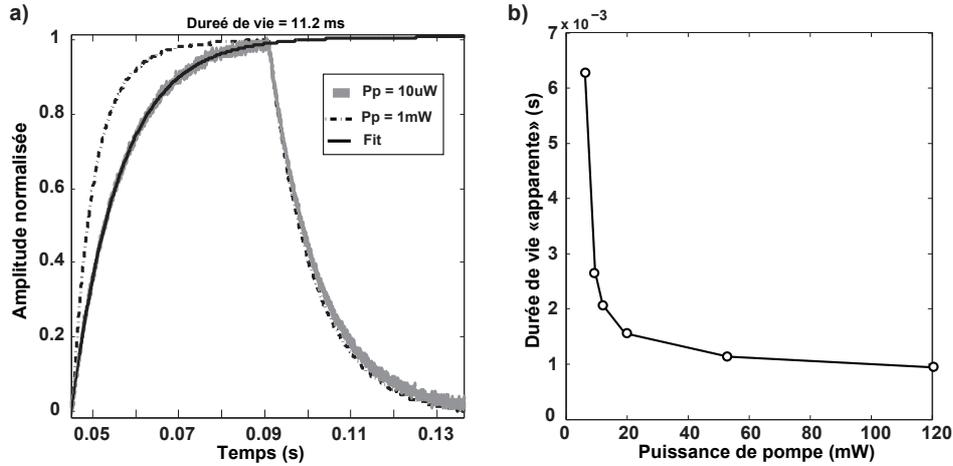


FIGURE 2.13 – a) Mesure de  $\tau$  la durée de vie apparente du niveau métastable b) Evolution de  $\tau$  en fonction de la puissance de pompe

$$Y = A \left[ 1 - \exp \left( -\frac{t - t_0}{\tau} \right) \right] \quad (2.20)$$

Nous constatons sur la figure 2.13-a que la mesure de  $\tau$  peut être faussée si la puissance de pompe est trop importante (courbe en pointillés). Ainsi, pour confirmer cela nous avons mesuré la durée de vie apparente du niveau métastable pour différentes puissances de pompe.

La courbe obtenue grâce à cette expérience, présentée sur la figure 2.13.b, montre que la vitesse de dépeuplement du niveau métastable diminue quand la puissance de pompe augmente. Cela confirme l'existence d'autres phénomènes, autres que l'émission spontanée, qui contribuent au dépeuplement du niveau métastable. On peut attribuer cela à l'absorption à l'état excité, mais aussi à la puissance d'émission spontanée amplifiée [42]. Les électrons restent moins longtemps à l'état métastable car ils sont « amenés » à un autre état énergétique.

### 2.4.2.4 Mesures de transmittances

Comme annoncé au chapitre 1, l'étude des courbes de transmittance, permettant d'observer l'effet de saturation de l'absorption, est riche d'informations, et permet d'accéder à certains paramètres du milieu à gain.

Le banc expérimental pour effectuer cette mesure est présenté sur la figure 2.14.

Dans un premier temps, la transmittance a été caractérisée pour 3 longueurs d'onde : 980 nm, 1530 nm et 1550 nm. D'une part, 980 nm et 1550 nm sont les 2 longueurs d'onde d'intérêt pour l'amplificateur optique en configuration télécommunications optiques, et d'autre part l'absorption petit signal à 1530 nm permet

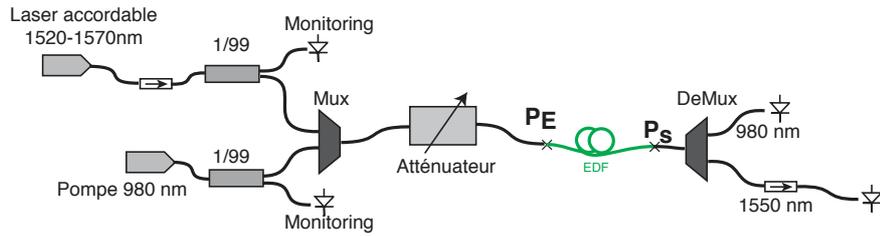


FIGURE 2.14 – Banc expérimental pour la caractérisation des fibres

d'obtenir une approximation du dopage en erbium de la fibre, comme nous l'avons vu précédemment.

Sur les figures 2.15-a et 2.15-b, nous observons bien les deux régimes d'absorption de la fibre, le premier correspondant à l'absorption "petit signal" et le second traduisant la saturation de cette dernière.

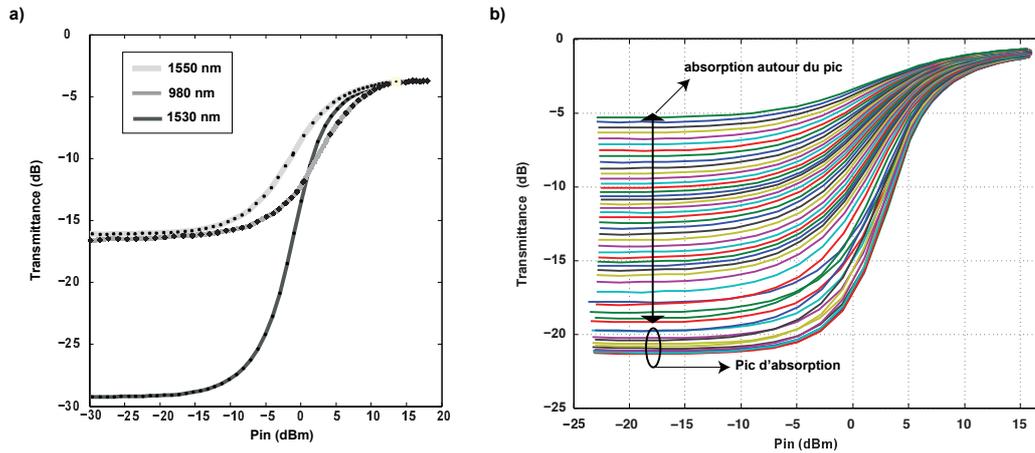


FIGURE 2.15 – a) Mesures de transmittances à 3 longueurs d'ondes différentes (5m de fibre  $BEF_1$ ) b) Etude de la transmittance d'une fibre dopée erbium autour de 1550 nm

Dans le premier, les puissances mises en jeu sont très faibles, ainsi, en dessous de -20dBm, l'absorption de la fibre est relativement forte et considérée comme constante en fonction de la puissance. Cela s'explique par le fait que le taux de photons est très inférieur à la population d'ions actifs et, par conséquent, chaque photon incident est absorbé. Lorsque la puissance d'entrée augmente, l'absorption diminue de plus en plus. Ceci est l'image sur la puissance optique de la saturation du nombre d'atomes à l'état excité et apparaît pour des puissances supérieures à -10dBm.

On atteint alors le second régime qui correspond à la saturation de l'absorption. Le taux de photons est alors suffisant pour exciter la totalité de la population et l'absorption devient quasiment nulle, on parle alors de transparence. L'ordre de grandeur des puissances de saturation  $P_{sat}$  dans les fibres dopées erbium que nous

## 2.4. Caractérisation des paramètres fondamentaux des fibres erbium 65

étudierons est de l'ordre de la centaine de  $\mu\text{W}$  ( $\approx -10\text{dBm}$ ).

Ces courbes de transmittance sont une caractérisation clé pour déterminer les sections efficaces d'absorption, d'émission ainsi que des paramètres plus fins tel que la quantité d'atomes concernées par le quenching.

### 2.4.2.5 Détermination des sections efficaces

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les sections efficaces d'absorption représentent la probabilité qu'un atome absorbe un photon. Elles s'écrivent de la façon suivante :

$$\sigma_i^{abs} = \frac{\alpha_i}{N_{tot}\Gamma_i} \quad (2.21)$$

Les section efficaces d'absorption ne semblent pas être très compliquées à déterminer si l'on connaît avec une bonne précision le dopage erbium dans la fibre. En revanche, pour accéder aux sections efficaces d'émission la tâche s'avère plus complexe. Il existe dans la littérature plusieurs méthodes pour les déterminer [73, 74, 75], nous proposons ici de les comparer afin d'évaluer si elles sont utilisables sur les fibres dopées erbium.

La connaissance des spectres de sections efficaces d'absorption/émission autour de 1550nm est nécessaire si l'on veut modéliser la répartition de l'ESA en sortie d'un AOFD, donc l'état de l'inversion de population avec une bonne précision. Elle est notamment indispensable dans la configuration "pré-Amplificateur" car, comme nous le verrons par la suite, le niveau d'ESA en sortie est très fort.

### Méthode de Mac Cumber

La première méthode, fondée sur la théorie de Mc Cumber [73], 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 (2.22), dans laquelle  $\varepsilon$  représente l'énergie d'excitation thermique entre le niveau  $I_{15/2}$  et le niveau  $I_{13/2}$ .

$$\sigma_{ems}(\lambda) = \sigma_{abs}(\lambda) \exp\left(\frac{\varepsilon - h\nu}{KT}\right) \quad (2.22)$$

La détermination de cette énergie 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. Ces valeurs peuvent cependant être calibrées d'après l'équation 2.23 puisque l'on peut mesurer la durée de vie au niveau métastable [76]. En effet, en connaissant la valeur de  $\tau$ , nous pouvons ajuster l'intégrale pour calculer le spectre des sections efficaces d'émission calibrées  $\sigma_{ems}(\lambda)$ .

$$\frac{1}{\tau} = \frac{8\pi n^2}{c^2} \int \nu^2 \sigma_{ems}(\nu) d\nu \quad (2.23)$$

$n$  est l'indice optique de la fibre,  $\nu$  la fréquence optique, et  $c$  la célérité.

Il faut noter que l'estimation de l'énergie  $\varepsilon$  avec la mesure de la durée de vie du niveau métastable est relativement hasardeuse car il est difficile de mesurer  $\tau$  précisément : comme nous l'avons vu, la valeur de  $\tau$  dépend beaucoup du taux de pompage, et il faudrait pouvoir réaliser des mesures dynamiques à très très faible flux incident et sur une portion de fibre très courte pour arriver à un résultat qui ait du sens.

Ainsi, nous représenterons cette énergie par la longueur d'onde de croisement  $\lambda^*$ , qui correspond à la longueur d'onde où les sections efficaces d'absorption et d'émission sont égales ([49]) :

$$\varepsilon = hc/\lambda^* \quad (2.24)$$

Cet aspect sera rediscuté plus loin dans le document.

### Méthode de Barnard

La deuxième méthode, basée sur les travaux de Barnard [74] et Saleh [77], consiste en l'étude de la transmittance de la fibre pour en déduire les sections efficaces d'émission. Dans cette méthode, on considère que le milieu se limite à un modèle à deux niveaux, nous verrons par la suite si cette hypothèse est justifiée en ce qui concerne l'ion erbium.

A partir du modèle décrit précédemment, nous pouvons faire une hypothèse simplificatrice que nous vérifierons par la suite : la durée de vie d'un atome sur le niveau de pompe est tellement faible ( $\approx 3\mu s$ ) devant celle du niveau métastable ( $\approx 10ms$ ) que nous pouvons négliger le passage des électrons par le niveau de pompe. Il en résulte le modèle à 2 niveaux.

Ce modèle a l'avantage d'être relativement simple, on peut considérer que lorsque qu'un photon pompe (à 980 nm) est absorbé, l'électron se retrouve directement sur le niveau  $N_2$ . Cette hypothèse simplifie les équations d'évolution et, en négligeant les pertes de fond, on peut écrire le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} \frac{dP_p}{dz} = -P_p\Gamma_p(\sigma_p^{em}N_2 - \sigma_p^{abs}N_1) \\ \frac{dP_s}{dz} = P_s\Gamma_s(\sigma_s^{em}N_2 - \sigma_s^{abs}N_1) \\ \frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 + \Gamma_sP_s(\sigma_s^{abs}N_1 - \sigma_s^{em}N_2) + \Gamma_pP_p(\sigma_p^{abs}N_1 - \sigma_p^{em}N_2) \end{cases} \quad (2.25)$$

A.A.M. Saleh dans [77] montre qu'il est possible de résoudre ce système de façon analytique. Le raisonnement est très similaire à celui utilisé dans le chapitre 1 pour décrire la saturation de l'absorption d'un matériau. Pour cela, nous écrivons la variation de population normalisée  $\bar{N}_2 = N_2/N_{tot}$  sur le niveau  $N_2$  pour une seule longueur d'onde  $i$  comme suit :

## 2.4. Caractérisation des paramètres fondamentaux des fibres erbium 67

$$\frac{d\bar{N}_2}{dt} = -\bar{N}_2 A_{21} - \frac{1}{N_t A_{eff}} \frac{dP_i}{dz} \quad (2.26)$$

**Remarque :** dans cette équation les puissances sont normalisées par l'énergie du photon  $h\nu$ .

Le changement de densité de population sur le niveau 2 dépend de l'émission spontanée et de la variation de puissance optique le long de l'axe longitudinal. Il est assez simple, à partir de cette équation de retrouver les équations du modèle présentées plus haut. Ensuite, nous pouvons écrire les variations de puissance optique ainsi :

$$\frac{dP_i}{dz} = N_t \Gamma_i \left( (\sigma_i^{em} + \sigma_i^{abs}) \bar{N}_2 - \sigma_i^{abs} \right) P_i \quad (2.27)$$

A l'état stationnaire  $d\bar{N}_2/dt = 0$ , si bien qu'en utilisant les 2 équations précédentes, on obtient :

$$\frac{dP_i}{P_i} = - \left( \sigma_i^{abs} N_t \Gamma_i + (\sigma_i^{abs} + \sigma_i^{em}) A_{21} N_t \frac{dP_i}{dz} \right) dz \quad (2.28)$$

Si l'on pose :

$$P_i^{sat} = \frac{A_{eff}}{(\sigma_i^{abs} + \sigma_i^{em}) \Gamma_i N_t \tau_{21}} \quad (2.29)$$

En utilisant l'équation 2.29 et en intégrant 2.28 sur toute la longueur entre 0 et L, on obtient alors l'équation transcendante suivante :

$$P_{out} = P_{in} \exp(-\alpha_i L) \exp \left( \frac{P_{in} - P_{out}}{P_{sat}} \right) \quad (2.30)$$

Cette équation est alors utilisée pour ajuster les courbes de transmittance expérimentales décrites précédemment. On extrait alors de ces ajustements les valeurs de  $P_{sat}$  pour obtenir les spectres de puissances de saturation présentés sur la figure 2.16.

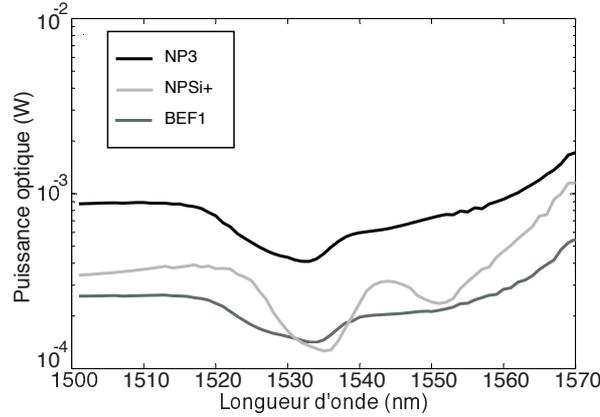
A partir de l'équation 2.29, on peut alors calculer les sections efficaces d'émission :

$$\sigma_i^{em} = \frac{K}{P_i^{sat}} - \sigma_i^{abs} \quad (2.31)$$

Avec :  $K = A_{eff} / \Gamma_i N_t \tau_{21}$

### Méthode de Fuchtbauer-Landenburg

La troisième méthode est basée sur la mesure du spectre de fluorescence autour de 1550nm. Comme nous l'avons vu précédemment, en stimulant la fibre à 980nm, 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



75].

Cette dernière relie l'émission stimulée à la probabilité d'émission spontanée : où  $\lambda$  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  $\lambda$  et  $\tau$  la durée de vie de fluorescence (Eq.2.32).

$$\sigma_{ems}(\lambda) = \frac{\lambda^4 I(\lambda)}{8\pi n^2 c \tau \int I(\lambda).d\lambda} \quad (2.32)$$

### Résultats : comparaison des les différentes méthodes

Contrairement à W. L. Barnes [78], qui a constaté que la méthode basée sur les puissances de saturation donnait des résultats plus cohérents que ceux obtenus avec la méthode de Fuchtbauer-Landenburg, nous constatons (fig. 2.17) que les sections efficaces calculées avec les spectres de  $P_{sat}$  sont en désaccord avec celles obtenues avec MacCumber ou Fuchtbauer-Landenburg.

Il faut malgré tout noter que l'échec de la méthode de Barnard s'explique par l'emploi d'un modèle très simple à deux niveaux, particulièrement bien adapté aux terres rares simples, tels l'Ytterbium. On trouve en effet, dans la littérature, des caractérisations de fibres dopées Ytterbium d'une grande précision grâce à cette méthode, jusque dans le comportement dynamique temporel (régime impulsionnel) de l'amplificateur [79, 80]. En revanche, la preuve est faite qu'espérer qu'un tel modèle puisse représenter correctement un amplificateur aussi compliqué que l'amplificateur à fibre dopée erbium est illusoire.

On note par contre un accord très correct entre les méthodes de MacCumber et de Fuchtbauer-Landenburg, malgré une méthodologie et un traitement des données très différents. L'avantage de la méthode de Fuchtbauer-Landenburg réside dans le fait qu'elle ne nécessite pas de caractérisation des sections efficaces d'absorption.

## 2.4. Caractérisation des paramètres fondamentaux des fibres erbium 69

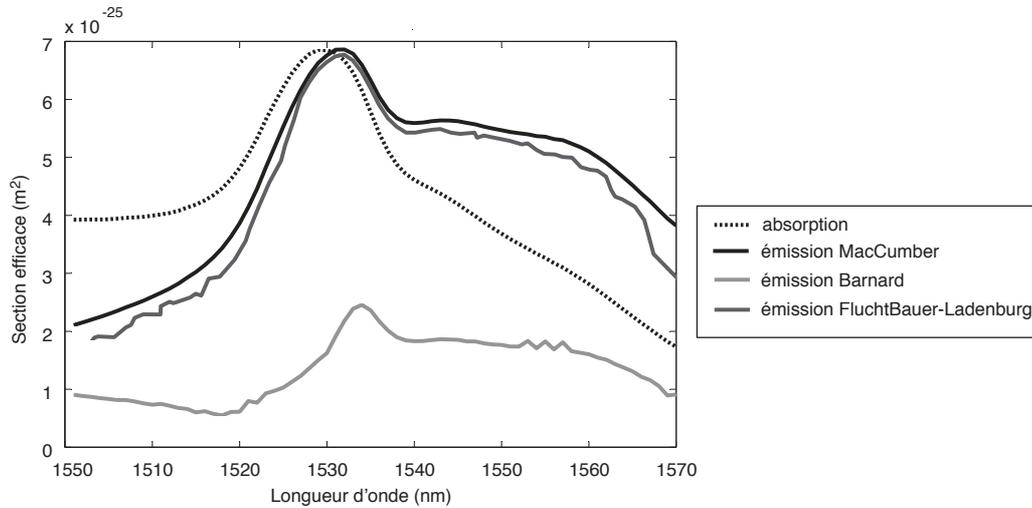


FIGURE 2.17 – Confrontation des méthodes d'extraction des sections efficaces d'émission appliquées à la fibre  $NP_3$

Ainsi, le fait que ce résultat concorde avec la méthode de MacCumber valide également la mesure du spectre de section efficaces d'absorption réalisée à partir des courbes de transmittance.

Un résumé des différents processus de travail avec chacune des 3 méthodes est représenté sur la figure 2.18.

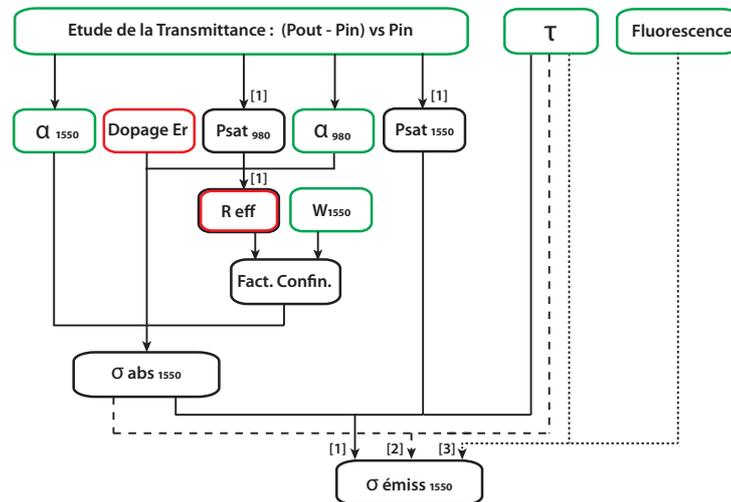


FIGURE 2.18 – Bilan sur les méthodes d'extraction des sections efficaces

On remarque que la méthode qui demande le moins de traitements de données est celle de Fuchtbauer-Landenburg. Toutefois, elle nécessite de garantir que nous avons un spectre de fluorescence, aussi peu déformé que possible par l'effet de l'émiss-

sion 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.

### 2.4.2.6 Evaluation du quenching et du taux d'upconversion

Nous avons vu que les phénomènes de quenching et d'upconversion étaient liés à la proximité des ions et donc à leur concentration dans la fibre optique. Récemment, D. Boivin a montré une relation affine entre le dopage erbium et le taux d'ions appariés dans des fibres aluminosilicates [81]. Il a aussi pu mettre en évidence l'effet des nanoparticules d'alumine sur la diminution des interactions entre ions erbium. Ces études sont exclusivement fondées sur l'étude des courbes de transmittance des différentes fibres testées sur lesquelles les paramètres  $k$  et  $W_{up}$  sont ajustés à partir d'un modèle très proche de celui décrit dans ce chapitre (fig. 2.19).

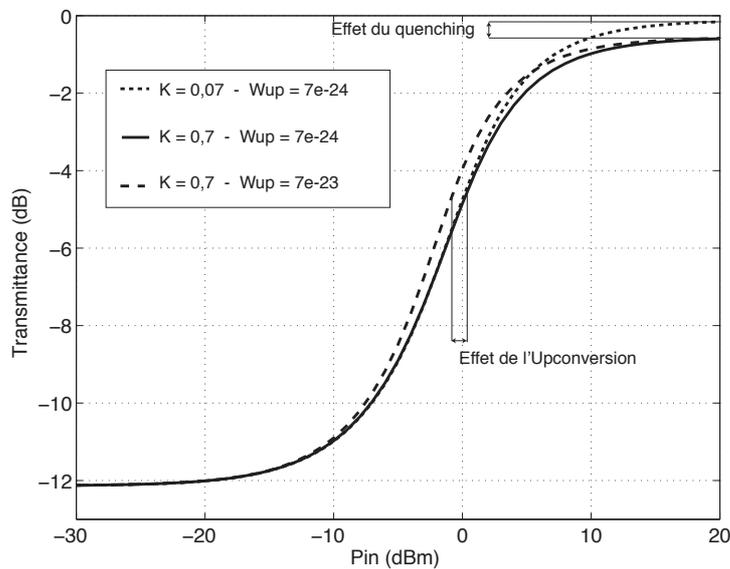


FIGURE 2.19 – Effets des phénomènes de PIQ et de HUC sur la transmittance

Nous proposons d'appliquer cette méthode à certaines fibres, mais l'idée, ici, est d'utiliser un protocole basé sur un algorithme génétique, permettant de déterminer  $k$  et  $W_{up}$ , mais aussi d'affiner les valeurs des grandeurs incertaines, telles que le dopage  $N_{tot}$  et le rayon efficace de dopage  $r_{eff}$ .

L'algorithme génétique est une méthode d'optimisation heuristique qui permet d'obtenir très rapidement une solution presque idéale à un problème. Contrairement à un algorithme qui chercherait à déterminer absolument la solution exacte, l'algorithme génétique table sur le fait qu'un hasard orienté peut permettre d'atteindre une solution presque exacte au problème posé. Pour cela, nous fournissons à l'algorithme deux entrées :

- un domaine dans lequel rechercher la solution, c'est à dire un encadrement large de la solution que l'on cherche. Par exemple, sur notre problème précis,

## 2.4. Caractérisation des paramètres fondamentaux des fibres erbium 71

étant donné la confiance que l'on peut avoir sur la plupart des paramètres du modèle, la solution à notre problème consisterait à affiner le jeu de valeurs  $\{k, W_{up}, N_{tot}, r_{eff}\}$ , que l'on appellera "vecteur". Un encadrement de départ pourrait être l'intervalle :

$$\left[ \{0.01, 10^{-24}, 10^{23}, 10^{-6}\}, \{1, 10^{-22}, 10^{25}, 10^{-5}\} \right]$$

- une fonction capable d'attribuer un "score" à un vecteur. Cette fonction doit bien sûr être pertinente. Dans notre cas, il s'agit simplement d'une implémentation d'un calcul d'erreur type "moindres carrés" à partir du modèle à 3+1 niveaux et des données expérimentales. Cette fonction est appelée "fitness function".

Initialement, l'algorithme génétique va tirer au sort un grand nombre de vecteurs compris dans l'intervalle de départ et calculer le score qui leur correspond grâce à la fitness function. Certains vecteurs déboucheront sur des scores meilleurs que d'autres. Pour progresser vers la solution, l'algorithme va tenter de sélectionner quelques vecteurs ayant le meilleur score et de construire de nouveaux vecteurs en mélangeant les paramètres entre eux. Par exemple, à partir des vecteurs :

$$\{k_1, W_{up1}, N_{tot1}, r_{eff1}\} \quad \text{et} \quad \{k_2, W_{up2}, N_{tot2}, r_{eff2}\}$$

il pourrait générer aléatoirement la nouvelle génération suivante :

$$\{k_2, W_{up1}, N_{tot1}, r_{eff2}\} \quad ; \quad \{k_1, W_{up1}, N_{tot2}, r_{eff2}\} \quad ; \quad \{k_2, W_{up1}, N_{tot2}, r_{eff2}\}$$

L'hypothèse qui est faite est que cette nouvelle génération a plus de chance de générer des scores élevés car elle est construite à partir d'une population de solutions sélectionnées, ayant donné de grands scores lors de l'étape précédente.

L'algorithme continue à construire de nouvelles générations de vecteurs basés sur les meilleurs scores de l'itération précédente jusqu'à un certain critère d'arrêt, par exemple lorsque le score moyen des solutions essayées entre 2 étapes évolue peu. Ainsi, on arrive à une solution proche de la solution idéale, mais on a peu de chances d'arriver à la solution exacte (et çà n'est pas forcément l'objectif). C'est pourquoi on parle d'algorithme d'optimisation. Il faut noter aussi que ce genre d'algorithme se prête bien au parallélisme, par exemple sur un cluster. En ce qui concerne nos essais, nous disposons d'un cluster d'une quarantaine de coeurs Xeon à 3 GHz.

Pour valider l'approche, nous avons testé l'algorithme génétique sur des données issues de simulation. Nous avons constaté empiriquement que l'on pouvait obtenir des temps de calculs acceptables (quelques heures) avec une précision bien améliorée si l'on respectait les encadrements ci-dessous :

$N_{tot}$	$\pm 10\%$	$< 5\%$
$r_{eff}$	$\pm 35\%$	$< 10\%$
$W_{up}$	$\pm 50\%$	$< 10\%$
$k$	$\pm 70\%$	$< 10\%$

La conclusion que l'on peut donner à tout cela est que déterminer les effets du quenching par ajustement de paramètres sur les courbes de saturation de l'absorption est une bonne idée car l'algorithme tolère des encadrements immenses et converge vers des valeurs proches des valeurs initiales. Cela valide aussi l'utilisation de l'algorithme génétique. En revanche, le dopage reste encore une information difficile à obtenir avec précision : même si l'algorithme génétique a apporté une amélioration, il est difficile de pouvoir garantir un dopage avec un encadrement à mieux que  $\pm 10\%$ . Cela dit, avec du temps de calcul disponible et des calculateurs très puissants / très parallèles, il est certainement possible de se contenter d'un encadrement initial moins bon que cela. Dans le cadre de ce travail, nous n'avons pas cherché de solution alternative pour améliorer la précision sur  $N_{tot}$ .

#### 2.4.2.7 Exploitation de l'algorithme génétique sur des données expérimentales

Nous proposons ici l'algorithme génétique pour extraire les paramètres qui permettent d'alimenter notre modèle. L'idée est d'utiliser les courbes issues de la mesure de la transmittance et de les ajuster, via l'algorithme génétique, avec le modèle d'AOFD présenté dans ce chapitre.

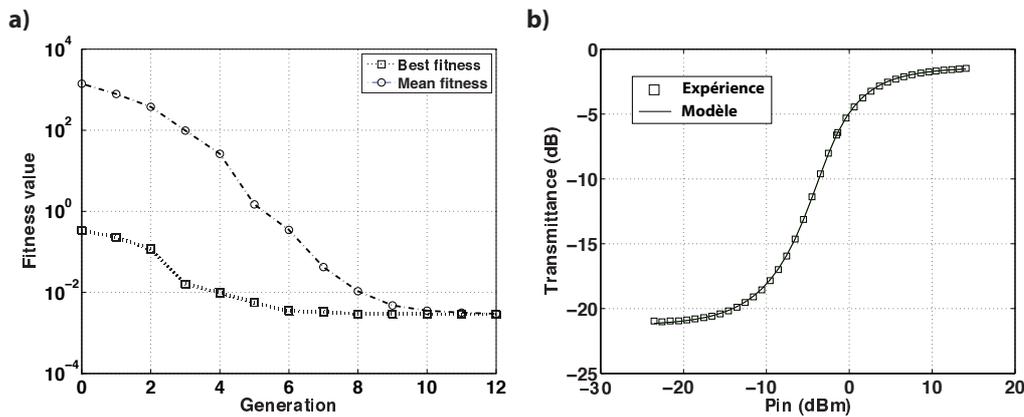


FIGURE 2.20 – a) Optimisation des valeurs de fit par l'algorithme génétique b) Fit de la transmittance de la fibre  $BEF_1$  (5m) pour une seule longueur d'onde (1535nm)

Lors d'un premier travail, nous avons appliqué l'algorithme génétique pour ajuster une courbe de transmittance à une longueur d'onde donnée. Le résultat est pré-

## 2.4. Caractérisation des paramètres fondamentaux des fibres erbium 73

senté sur la figure 2.20-b et montre une très bonne adéquation entre l'expérience et le modèle. Les paramètres résultant de ce fit ainsi que les intervalles de recherche sont présentés dans le tableau 2.2. Sur la figure 2.20-a, nous présentons l'évolution typique de la convergence du calcul des paramètres de l'algorithme génétique. Il s'agit en fait de suivre le résultat de la fonction de minimisation appelée (la "fitness function" de l'algorithme génétique) en fonction du numéro de génération. Dans notre cas cette fonction correspond au résidu des moindres carrés entre la transmittance mesurée et celle calculée par le modèle. On s'aperçoit qu'à chaque nouvelle population, l'algorithme arrive à minimiser l'écart entre simulation et expérience car le résidu ou "fitness value" est en constante diminution. Ainsi, dans ce cas, au bout de 10 générations, l'algorithme a quasiment trouvé le meilleur jeu de paramètres puisqu'il n'y a plus de progression très significative.

Paramètres	Intervalle de recherche (min-max)	Valeur obtenue
$N_{tot}(m^{-3})$	$1 \times 10^{24} - 8 \times 10^{24}$	$1,4 \times 10^{24}$
$r_{eff}(\mu m)$	1,8 - 2,4	2,1
$W_{up}$	$1 \times 10^{-24} - 2 \times 10^{-23}$	$3,6 \times 10^{-24}$
$k$	0,001 - 0,05	0,03
$\alpha_{diff}(m^{-1})$	0,01 - 0,08	0,046

TABLE 2.2 – Résultats de l'ajustement des paramètres sur la transmittance à 1535nm de la fibre  $BEF_1$ .

A partir des paramètres obtenus après le fit sur une seule longueur d'onde (Tab. 2.2) et à la théorie de Mac Cumber qui permet de calculer les sections efficaces d'émission, nous pouvons calculer les transmittances théoriques pour plusieurs longueurs d'onde.

Malheureusement, l'extrapolation de ces sections efficaces d'émission obtenues par ce traitement pour la fibre  $BEF_1$  aux autres longueurs d'onde ne semble pas être correcte, et nous attribuons cela à une estimation trop imprécise de  $\tau$  (Eq. 2.22 et Eq. 2.23) et de  $n_c$ . Pour la suite et afin de ne plus dépendre de ces deux paramètres, nous introduisons la longueur d'onde de croisement  $\lambda^*$  qui correspond à la longueur d'onde de croisement des spectres de sections efficaces d'absorption et d'émission et qui peut être défini par l'équation suivante [49] :

$$\sigma_{ems}(\lambda) = \sigma_{abs}(\lambda) \exp \left[ -\frac{hc}{KT} \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda^*} \right) \right] \quad (2.33)$$

Ainsi, pour mener au bout notre étude, nous avons besoin de déterminer  $\lambda^*$  avec assez de précision. Pour cela nous proposons ici d'utiliser une technique numérique pour obtenir les sections efficaces d'émission ; nous avons fait fonctionner l'algorithme génétique sur un volume de données expérimentales plus grand, comportant 5 courbes de transmittance à 5 longueurs d'ondes éloignées comprises dans

la bande de l'AOFD, avec 6 paramètres libres. Ces paramètres ainsi que les ordres de grandeur des tolérances que l'on a choisi sont présentés dans le tableau 2.3. Nous avons introduit la longueur d'onde de croisement,  $\lambda^*$ , comme paramètre d'ajustement puisque c'est un paramètre qui n'est pas du tout trivial à déterminer expérimentalement. Ainsi, à chaque itération de l'algorithme génétique, les spectres de section efficaces d'absorption sont recalculés à partir de l'absorption minimum de chaque courbe expérimentale, du dopage et du coefficient de confinement proposés par l'algorithme génétique à l'itération considérée. A partir de ce spectre, le spectre des sections efficaces d'émission est déterminé via le  $\lambda^*$  proposé par l'algorithme génétique. Le résultat de ce processus est reporté sur la figure 2.21-a

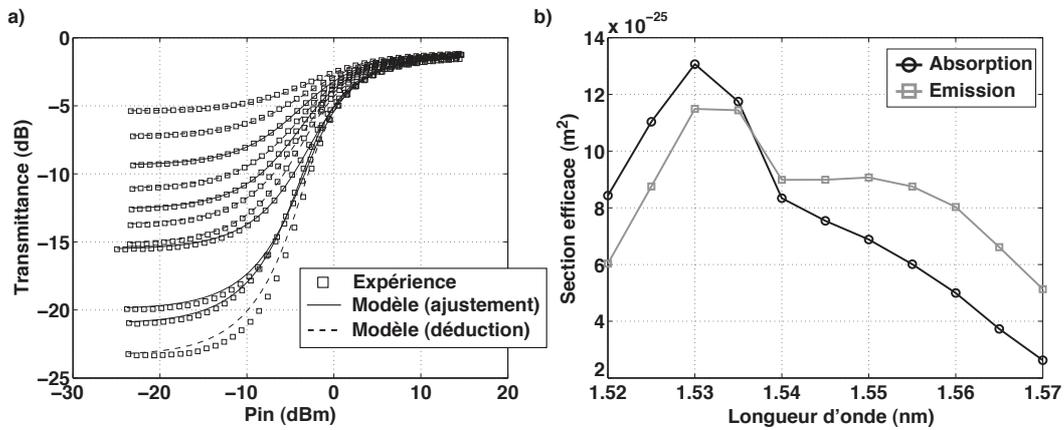


FIGURE 2.21 – a) Ajustement des courbes de transmittance de la fibre  $BEF_1$  b) Sections efficaces de la fibre  $BEF_1$  obtenues grâce à l'ajustement basé sur cinq longueurs d'onde

Nous constatons un assez bon accord entre l'expérience et les transmittances calculées à partir de l'algorithme génétique. Aussi, nous avons pu extrapoler avec un certain succès ce calcul de transmittance à 5 autres longueurs d'onde toujours comprises dans la bande de l'AOFD avec les paramètres présentés dans le tableau 2.3. Les spectres de sections efficaces obtenus pour la fibre  $BEF_1$  sont présentés sur la figure 2.21-b.

Les sections efficaces d'émission déterminées par cette méthode semblent cette fois-ci être correctes avec une longueur d'onde de croisement estimée à 1536nm. De telles simulations ont été réalisées sur d'autres fibres, les résultats sont présentés dans le tableau 2.3 pour les fibres  $BEF_1$  et  $NP_3$ .

Le niveau de précision atteint n'a toutefois pas nécessité des temps et des moyens de calcul immenses : le modèle est simplement implémenté sous Matlab, exploite les 4 coeurs d'un processeur intel i5 sur un ordinateur portable, et l'algorithme génétique traite des populations de quelques centaines de vecteurs, et le résultat est obtenu en quelques heures. La précision pourrait certainement être améliorée en

augmentant le volume de données fourni à l'algorithme génétique, i.e. le nombre de longueurs d'onde : cela améliorerait la précision sur  $\lambda^*$  notamment, sans augmenter le nombre de paramètres à ajuster. La conséquence pratique est l'augmentation du temps de calcul ou l'exploitation d'un cluster, ou encore une optimisation du code avec un langage permettant plus d'optimisation comme le C.

Fibre  $BEF_1(5m)$  :

$N_{tot}(m^{-3})$	$1 \times 10^{24} - 8 \times 10^{24}$	$1,38 \times 10^{24}$
$r_{eff}(\mu m)$	1,8 - 2,4	2,15
$W_{up}$	$1 \times 10^{-24} - 2 \times 10^{-23}$	$3,3 \times 10^{-24}$
$k$	0,001 - 0,05	0,028
$\alpha_{diff}(m^{-1})$	0,01 - 0,08	0,048
$\lambda^*(nm)$	1525 - 1555	1536

Fibre  $NP_3(1,5m)$  :

$N_{tot}(m^{-3})$	$1,3 \times 10^{25} - 1,9 \times 10^{25}$	$1,71 \times 10^{25}$
$r_{eff}(\mu m)$	1,8 - 2,5	2,3
$W_{up}$	$1 \times 10^{-24} - 1 \times 10^{-23}$	$3 \times 10^{-24}$
$k$	0,002 - 0,05	0,017
$\alpha_{diff}(m^{-1})$	0,01 - 0,2	0,17
$\lambda^*(nm)$	1525 - 1550	1530

TABLE 2.3 – Résultats de l'ajustement de la transmittance à 5 longueurs d'onde pour les fibres  $BEF_1$  et  $NP_3$ .

## 2.5 Etude de l'AOFD : grandeurs macroscopiques

Nous verrons par la suite que la sensibilité aux radiations d'un AOFD est directement liée à la longueur de la fibre dopée. Or, pour bien appréhender l'étude des AOFD sous irradiations, il est indispensable de connaître ses performances avant son exposition aux rayonnements ionisants. Dans cette partie, nous allons, par différentes confrontations modèle/expérience, estimer la validité du modèle d'AOFD décrit précédemment.

### 2.5.1 Mesures de gain

Le gain optique d'un AOFD s'exprime simplement comme étant le rapport des puissances du signal en sortie ( $P_S$ ) sur le signal d'entrée ( $P_E$ ).

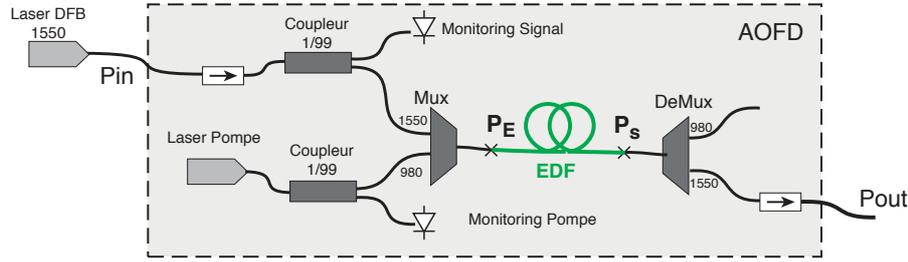


FIGURE 2.22 – Architecture typique d'un AOFD

Afin de ne pas dépendre des composants optiques tels que des multiplexeurs en longueur d'onde ou des coupleurs, nous exprimerons le gain optique comme le rapport des puissances  $P_S$  et  $P_E$  respectivement en sortie et en entrée de fibre dopée erbium. Nous adopterons donc pour toute la suite du manuscrit, l'expression du gain optique tel que :

$$G(dB) = 10 \log_{10} \frac{P_S}{P_E} \quad (2.34)$$

La mesure de gain semble être triviale mais elle nécessite toutefois quelques précautions. En effet, dans la configuration "Pré-Amplificateur", la puissance intégrée d'ESA est supérieure à la puissance du signal amplifié. En effet, on remarque sur le graphe 2.23-b que la quantité d'ESA est telle que la résolution spectrale du spectromètre suffit juste à résoudre le pic signal. La résolution du spectromètre correspond à un filtre accordable en longueur d'onde dont la RBW (Resolution BandWith) est relativement petite (ici 0,1nm). Les valeurs données par le spectromètre correspondent à une densité spectrale, c'est à dire la quantité de puissance qui passe à travers ce filtre. Malgré ce filtrage et compte tenu de la puissance d'ESA totale générée, nous sommes obligés de retrancher par interpolation le niveau d'ESA.

Dans la configuration "Booster" cela n'est pas nécessaire car le niveau d'ESA ne représente que 0,2% de la puissance mesurée comme on peut le voir sur le graphe 2.23-a. Des résultats typiques pour les deux configurations sont reportés dans le tableau 2.4.

### 2.5.2 Détermination expérimentale des longueurs optimales

Deux méthodes sont généralement utilisées pour déterminer la longueur optimale d'un amplificateur optique. La première consiste à mesurer la longueur de fibre dopée nécessaire pour avoir un gain maximal. Pour cela, on fixe les puissances de signal et de pompe en entrée de fibre et l'on coupe des tronçons de fibre dopée jusqu'à atteindre le gain maximal. Cette méthode dite du "cut back" présente deux inconvénients majeurs : elle est fastidieuse et destructive.

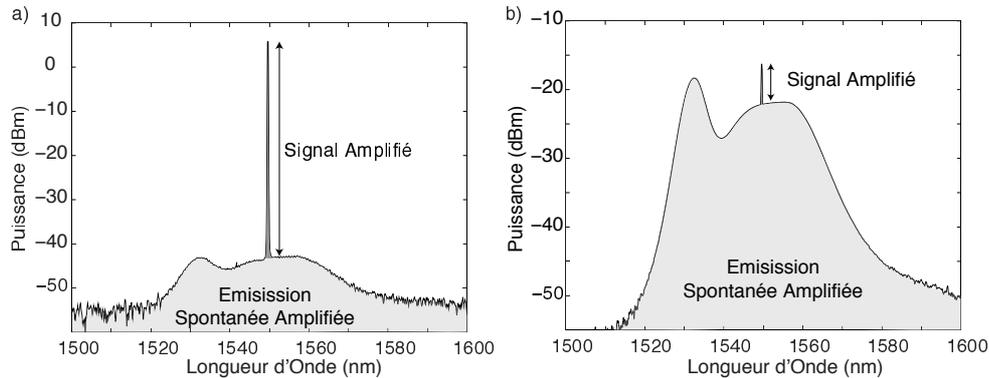


FIGURE 2.23 – Spectres de sortie pour applications : a) Booster b) PréAmplificateur (RBW 0,1nm ; VBW : 1kHz)

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

TABLE 2.4 – Mesures de Gain pour les deux applications considérées (Fibre  $NP_3$ ) -Ces mesures ont été réalisées dans le cadre d'une confrontation de performance entre deux fabricants français de fibres optiques actives.

Nous avons pu mesurer la longueur optimale dans la configuration "Booster" pour plusieurs fibres ayant des concentrations en erbium, des compositions chimiques et des procédés de fabrication différents. Les résultats de ces mesures sont reportés dans la figure 2.24-a.

Sur la figure 2.24-a, nous avons reporté les longueurs optimales obtenues expérimentalement en fonction de l'absorption maximale vers 1530  $\alpha_{Er}$ . Nous remarquons alors une forte dépendance entre  $L_{opt}$  et  $\alpha_{Er}$  selon une loi en  $x^{-1}$ . Une telle loi est connue dans la littérature, calculée analytiquement [82], mais sans prise en compte des effets de l'ESA ou du quenching. Aussi elle méritait ici d'être vérifiée sur les fibres sous test. Cette tendance est indépendante de la technologie des fibres mais ne prend pas en compte la valeur du gain fourni par la fibre. En effet, suivant les fibres considérées, les gains mesurés varient entre 18dB et 20,5dB (Fig. 2.24-a), ces différences s'expliquent par le fait que les fibres sont plus ou moins efficaces, ceci est dû notamment aux phénomènes non linéaires présentés dans le chapitre 1 de ce manuscrit.

Grâce à ces résultats, nous pouvons écrire une expression pour calculer la longueur optimale  $L_{opt}$  dans la configuration "Booster" :

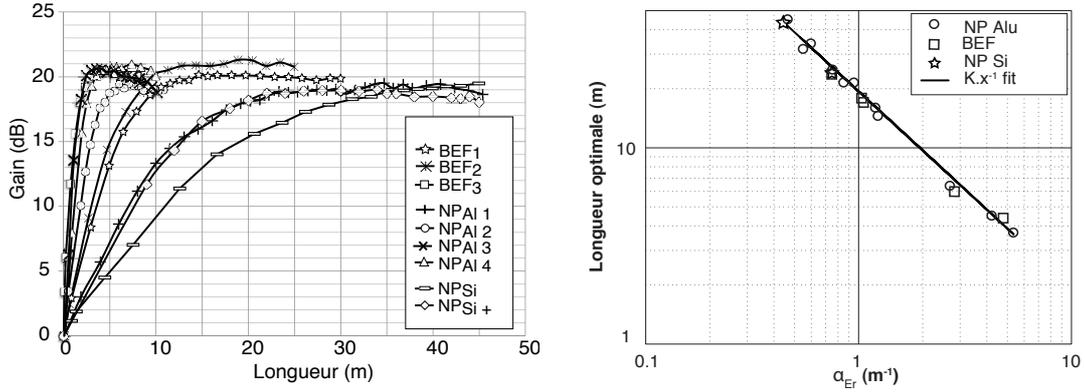


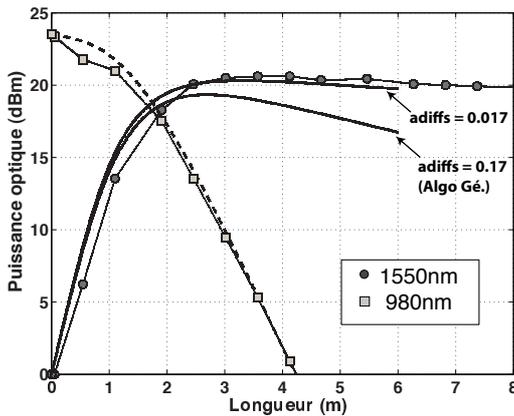
FIGURE 2.24 – a) CutBacks pour la configuration Booster sur différentes fibres dopées Er b) Evolution de la longueur optimale en fonction de l'absorption maximale  $\alpha_{Er}$

$$L_{opt} = \frac{K_1}{\alpha_{Er}} \quad (2.35)$$

Avec :  $K_1$  une constante dépendante de la configuration utilisée et  $\alpha_{Er}$  l'absorption maximale de la fibre

### 2.5.3 Validation du modèle avancé d'AOFD

Nous proposons ici de confronter le modèle d'AOFD décrit précédemment aux résultats expérimentaux obtenus lors des mesures de longueurs optimales. Cette confrontation, réalisée pour les fibres  $NP_3$  et  $NP_{Si+}$  est présentée respectivement sur les figures 2.25 et 2.26.



$N_{tot}$	$1,7 \cdot 10^{25}$	$m^{-3}$
$\Gamma_p$	0,62	-
$r_{eff}$	$2,3 \cdot 10^{-6}$	m
$\alpha_{diff_s}$	0,17 - 0,017	$m^{-1}$
$\alpha_{diff_p}$	0,03	$m^{-1}$
$\sigma_s^{abs}$	$2,8 \cdot 10^{-25}$	$m^2$
$\sigma_s^{em}$	$4,2 \cdot 10^{-25}$	$m^2$
$\sigma_{AEE}$	$4 \cdot 10^{-27}$	$m^2$
$k$	1,7	%
$w_{up}$	$3 \cdot 10^{-24}$	$m^3 \cdot s^{-1}$

FIGURE 2.25 – Exemple d'évolution des puissances de pompe et de signal en fonction de la longueur de fibre  $NP_3$  : Simulé avec les paramètres présentés dans le tableau 2.3 (trait plein et pointillés) et mesuré (valeurs discrètes)

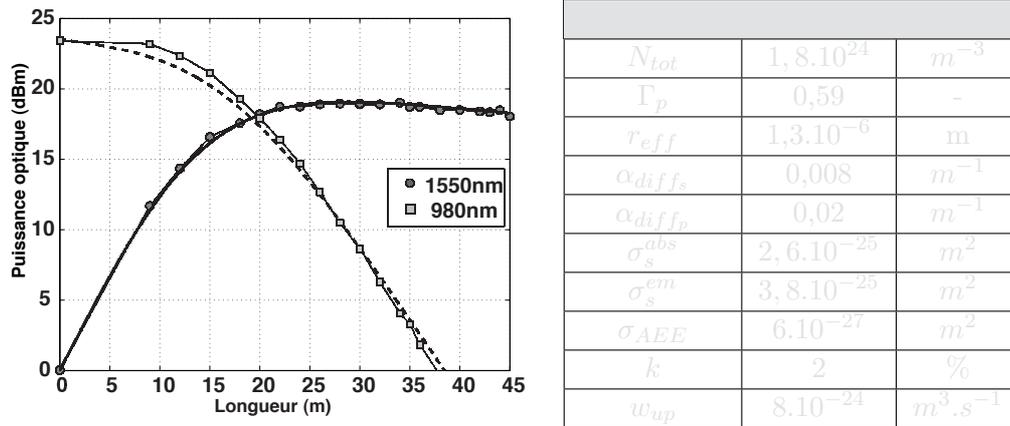


FIGURE 2.26 – Exemple d'évolution des puissances de pompe et de signal en fonction de la longueur de fibre  $NP_{Si+}$  : Simulé (trait plein et pointillés) et mesuré (valeurs discrètes)

Nous avons reporté à la fois l'évolution de la puissance de signal à 1550nm et de pompe à 980nm en fonction de la longueur de fibre, et, nous remarquons un bon accord général du modèle avec l'expérience. Cependant, pour la fibre  $NP_3$ , si l'on injecte les paramètres obtenus par l'algorithme génétique on s'aperçoit que le coefficient de perte de fond  $\alpha_{diff_s}$  est trop important, cela peut s'expliquer par le fait que les courbes de transmittance n'étaient pas assez bien étalonnées (une erreur sur la perte à l'épissure peut entraîner un décalage des courbes).

On remarque aussi un résultat très important : *malgré l'absence d'aluminium, la fibre  $NP_{Si+}$  affiche un niveau de puissance de sortie ( $\approx 18dBm$ ) comparable à une fibre très dopée en aluminium, telle la  $NP_3$* . Cela montre bien l'effet indéniable de la nanostructuration : malgré l'absence totale d'aluminium dans cette fibre, le gain en régime de saturation reste élevé, ce qui est le signe d'un effet de quenching modéré. Ainsi, cette fibre  $NP_{Si+}$  est une fibre très utilisable en pratique, fournissant un gain conséquent, mais avec une bande spectrale réduite, ce qui la cantonne à des applications dites "monocanal".

#### 2.5.4 Platitude de gain

La platitude de gain est un paramètre habituellement observé "à la loupe" pour les industriels des systèmes de télécommunications sous-marins. En effet, un système WDM comporte des dizaines d'AOFD en ligne, et une ondulation de simplement 1 dB se transforme en une ondulation immense ( $>10$  dB) après un grand nombre d'étages. Dans le cas des applications spatiales, le problème est moins crucial, les critères sont moins drastiques qu'en WDM sous-marins, mais il faut tout de même ne pas avoir des ondulations trop fortes.

### Principe

Il existe deux méthodes pour la mesure des spectres de gain [83]. La plus fiable est d'utiliser un peigne WDM avec un signal d'entrée composé d'au moins 10 canaux espacés régulièrement et de mesurer en sortie l'amplification de chaque canal à l'aide d'un analyseur de spectre. L'utilisation de 10 canaux se justifie par le fait que la largeur inhomogène est d'environ 10 nm, par conséquent pour couvrir 100 nm, il nous faut au moins 10 longueurs d'onde.

L'autre méthode consiste à utiliser un laser fixe à une longueur d'onde et une source accordable qui va balayer la bande spectrale que l'on souhaite étudier. Un analyseur de spectre permettra de mesurer le gain à la longueur d'onde du signal accordable. Le principe de la mesure est illustré sur la Figure 2.27.

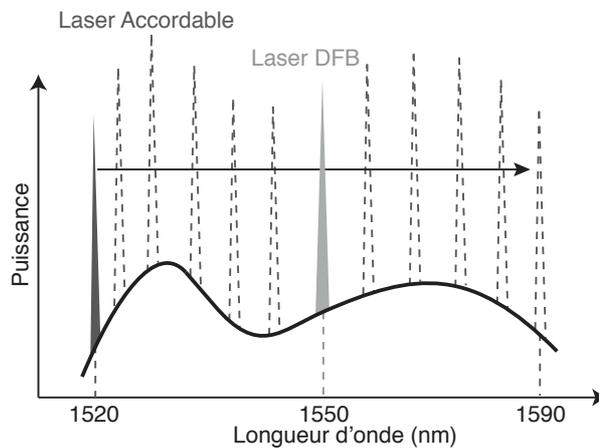


FIGURE 2.27 – Principe de la mesure de spectre de gain à l'aide de deux lasers

L'inconvénient principal de la première méthode réside dans la nécessité d'avoir un peigne WDM qui est un équipement relativement onéreux utilisé par les industriels des télécommunications. La deuxième méthode est bien moins onéreuse même si elle nécessite l'utilisation d'une source accordable de bonne qualité. Ne disposant pas d'un accès facile à un peigne WDM, nous avons opté pour cette dernière en vérifiant ponctuellement sa pertinence par rapport à la première (Fig. 2.28).

### Banc expérimental

Les spectres de gain sont mesurés en mode bi-canal, c'est-à-dire avec un laser accordable à cavité externe qui balayera la bande 1520-1590 (pas = 1 nm) et un DFB fixe à 1550nm (fig. 2.29). La puissance du laser accordable doit être d'environ 20dB inférieur à celle du laser fixe afin de ne pas perturber le régime de saturation procuré par ce dernier. La somme des puissances optiques de ces 2 sources correspond à la puissance indiquée dans le tableau 2.4.

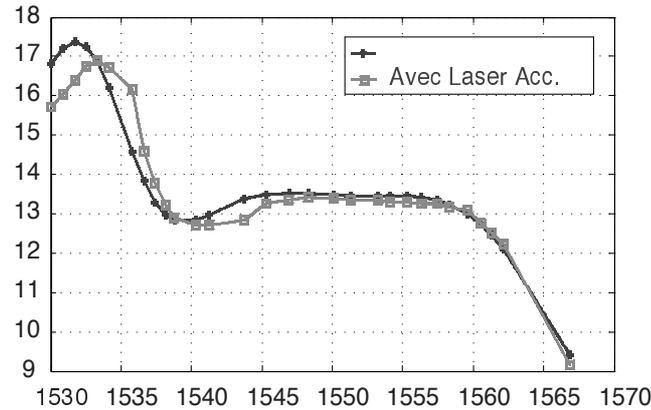


FIGURE 2.28 – Comparaison des méthodes de mesure du spectre de gain

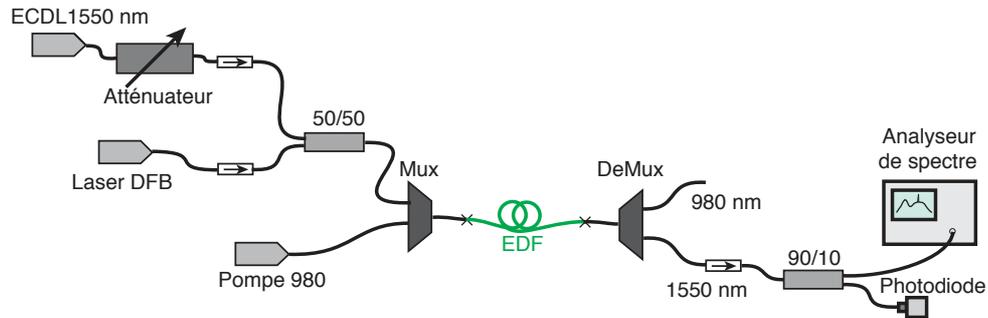


FIGURE 2.29 – Banc expérimental pour la mesure du gain

## Résultats

Les mesures de spectres de gain de la fibre  $NP_3$  pour les configurations "Booster" et "PréAmpli" sont présentées sur la figure 2.30.

Tout d'abord, on remarque que l'allure des spectres est totalement différente, pourtant, il s'agit dans les deux cas de la même fibre. Cela est dû au fait que les deux amplificateurs n'ont pas la même longueur et ne fonctionnent pas dans les mêmes régimes. On constate aussi, qu'en configuration "Booster", la fibre  $NP_3$  autorise plusieurs bandes de 10nm continus permettant d'obtenir un  $\Delta G$  de 1dB. Cette même fibre, en configuration "Pré-Ampli" présente aussi plusieurs bandes sur 10nm sur la plage 1530-1565nm permettant un  $\Delta G$  de 2dB.

Nous avons aussi comparé le spectre de gain, pour une configuration d'AOFD donnée, entre deux fibres différentes, l'une contenant de l'aluminium et l'autre pas, respectivement  $NP_3$  et  $NP_{Si+}$ . Les spectres obtenus sont présentés sur la figure 2.31 et montrent clairement le rôle de l'aluminium sur l'élargissement spectral de la fibre. En effet, la fibre  $NP_{Si+}$ , qui ne contient aucune trace d'aluminium, ne permet

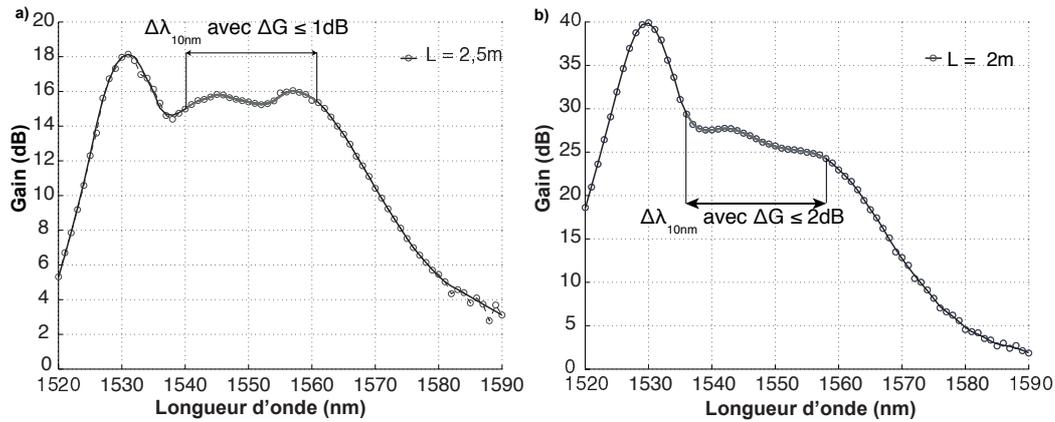


FIGURE 2.30 – Spectres de gain en sortie d’amplificateur réalisé avec la fibre  $NP_3$   
 a) "Booster" b) "PréAmpli"

pas d’obtenir une bande de 10nm continus permettant un  $\Delta G$  de 1dB.

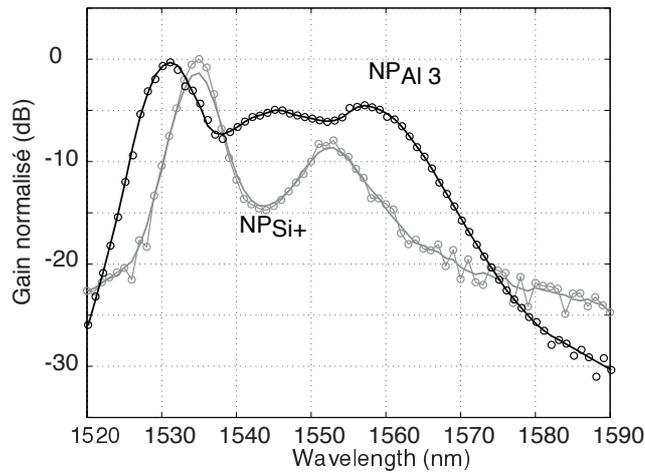
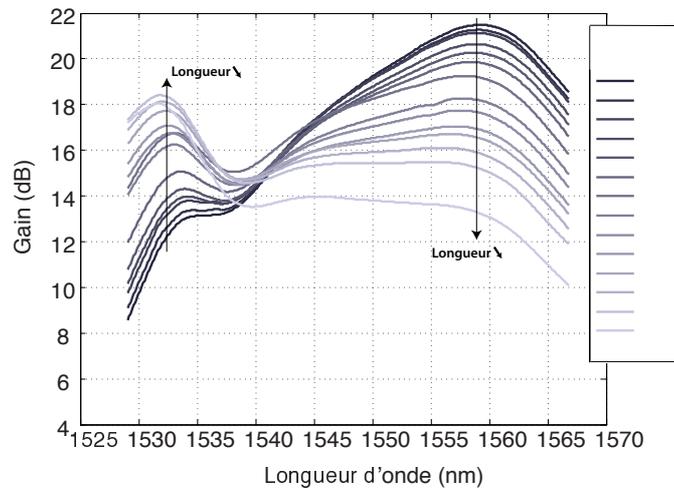


FIGURE 2.31 – Spectres de gain normalisés en sortie d’amplificateur en configuration "Booster" réalisés avec les fibres  $NP_{Al_3}$  et  $NP_{Si+}$

La fibre  $NP_3$  semble donc être une candidate potentielle pour des applications spatiales puisqu’elle répond aux critères des industriels du spatial en terme d’élargissement spectral et de gain. La fibre  $NP_{Si+}$ , qui ne bénéficie pas de l’élargissement inhomogène apporté par l’aluminium, ne présente pas la bande passante optique nécessaire pour les applications visées. Cependant, tout ceci ne prend pas en compte le comportement de ses fibres sous irradiations. Nous verrons par la suite que le compromis entre bande passante et tenue sous radiations est difficile à trouver.

### 2.5.5 Evolution de la platitude de gain en fonction de la longueur

Nous avons vu que la puissance de signal varie en fonction de la longueur de fibre dopée, nous allons voir à présent comment évolue l'allure du spectre de gain en fonction de la longueur. Pour cela nous avons utilisé la méthode du "CutBack", détaillée plus haut, pour déterminer les longueurs optimales. Nous nous sommes intéressés ici à la configuration "Booster" en mesurant la platitude du gain grâce à un peigne WDM composé de 15 canaux régulièrement espacés dans la plage 1525-1570nm.



2.32 montre que la répartition du gain en fonction de la longueur d'onde est fortement dépendante de la longueur de fibre dopée. En effet, on remarque que pour une longueur de fibre de 10,9 m, le gain de la fibre  $NP_2$  est maximal vers 1560nm. En revanche, au fur et à mesure que l'on réduit la longueur de l'amplificateur, le gain chute autour de cette longueur d'onde mais il augmente entre 1530 et 1535nm. Il existe donc une longueur de fibre pour laquelle le gain est équilibré, dans notre cas cette longueur vaut environ 7,5m alors que sa longueur optimale, en régime monocanal à 1550nm, vaut 6m.

Ainsi, la conception d'un amplificateur est complexe puisqu'il faut considérer à la fois le gain fourni par la fibre mais aussi la répartition de ce dernier en fonction des longueurs d'onde. Le tableau 2.5 répertorie les performances des différentes fibres étudiées en configuration "Booster".

$NP_1$	0-2	0,299	0,6	24	19,2
$NP_2$	2-4	0,387	2,7	6	20
$NP_3$	4-6	0,43	5,3 2	3,5	20,4
$NP_4$	2-4	0,385	4,3	4,2	20,5
$NP_{Si}$	0	0,214	0,46	45	19
$NP_{Si+}$	0	0,164	0,74	25	19,3
$BEF_1$	0-2	0,303	1,1	17	20
$BEF_2$	5-7	0,434	0,82	16	20,8
$BEF_3$	5-7	0,439	5,1	3,9	20,6
$BEF_{Liekki}$	NC	0,45	6,9	NC	NC

TABLE 2.5 – Principales caractéristiques des AOFDs testées.

## 2.5.6 Etude du bruit d’intensité dans un AOFD

### 2.5.6.1 Limite fondamentale de bruit pour un signal optique

La notion de bruit est cruciale dans les systèmes de télécommunications car c’est lui qui va fixer la limite de détection en sortie de transmission. Lorsque l’on parle du bruit d’un AOFD, on parle de fluctuations temporelles non désirées qui se superposent au signal idéalisé (fig. 2.33).

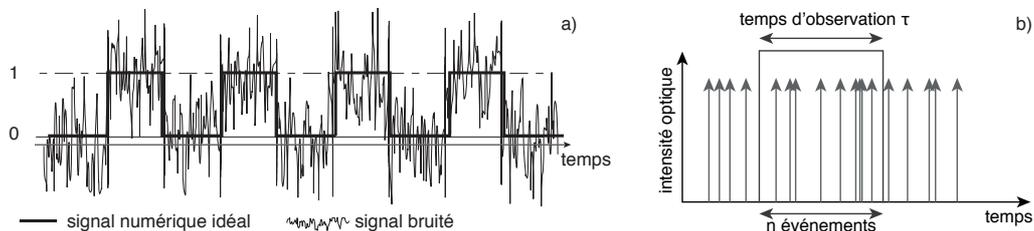


FIGURE 2.33 – a) Représentation d’un signal numérique bruité b) nature corpusculaire de la lumière.

Ainsi, on introduit le ratio "signal/bruit" qui représente la quantité de signal utile (l’information) sur la partie inutile que constitue le bruit. Nous comprenons facilement que, si le bruit augmente, la détection du signal ne sera pas aisée, entraînant ainsi, une augmentation du taux d’erreur.

De par la nature corpusculaire de la lumière, il existe des raisons fondamentales pour que tout signal optique (de même que tout signal électrique) soit entaché de bruit. En effet, comme le montre la figure 2.33-b, un faisceau lumineux traversant une surface (par exemple chaque photon impactant une photodiode) peut être considéré comme un train de photons, dont les instants d’arrivée sont aléatoires. La valeur moyenne d’un tel signal, observé sur un temps  $\tau$ , correspond à la puissance

moyenne ( $\langle P \rangle = nh\nu/\tau$ ), alors que son écart-type représente le bruit. Si les instants d'impact sont aléatoires, alors on montre que le bruit suivra une statistique poissonnienne, dont la variance vaut [84, 85] :

$$(\delta P)^2 = 2h\nu \langle P \rangle \times (2\tau)^{-1} = 2h\nu \langle P \rangle B_e \quad (2.36)$$

où  $\delta P$  est l'écart-type (aussi appelé "valeur efficace" du bruit) et  $B_e$  la bande passante d'analyse permise par le temps d'observation  $\tau$ . Pour cette raison, à moins de contrôler les temps d'émission des photons<sup>1</sup>, on peut considérer que toute source lumineuse, y compris les lasers habituels, ont une émission au mieux limitée par le shot noise : c'est la limite fondamentale habituelle pour un signal optique.

Considérons donc un faisceau optique portant une modulation en créneau d'origine électrique de 100% (i.e. l'amplitude de la modulation est égale à la puissance moyenne du signal optique) ce signal étant uniquement entaché d'un shot noise (cas idéal). Si l'on considère la détection par une photodiode dont le rendement quantique vaut  $\eta = 1$  (soit une sensibilité  $\sigma = q/h\nu$ ), alors on peut considérer que tout photon est transformé en électron et ce de façon instantanée, et ainsi la statistique du photocourant généré suivra rigoureusement la statistique des photons. Ecrivons alors le rapport signal sur bruit du signal électrique détecté d'une telle expérience :

$$SNR = \frac{(\text{valeur efficace du signal})^2}{(\text{valeur efficace du bruit})^2} = \frac{\sigma^2 \langle P \rangle^2}{\sigma^2 2h\nu \langle P \rangle B_e} \quad (2.37)$$

soit :

$$SNR = \frac{\langle P \rangle}{2h\nu B_e} \quad (2.38)$$

C'est le meilleur rapport signal sur bruit que l'on puisse obtenir. Ce résultat dépend de la bande passante d'observation car le bruit est un signal large bande (spectre généralement "blanc").

### 2.5.6.2 Facteur de bruit

Lorsque le signal traverse l'amplificateur optique, il subit le gain  $G$ . Cela suppose une amplification du signal,  $\langle P_{out} \rangle = G \langle P_{in} \rangle$ . Aussi, en absence d'autres phénomènes, l'effet du gain sur le SNR à la sortie de l'amplificateur devient :

$$SNR_{out} = \frac{\sigma^2 \langle P_{out} \rangle^2}{\sigma^2 2h\nu \langle P_{out} \rangle B_e} = \frac{\sigma^2 G^2 \langle P_{in} \rangle^2}{\sigma^2 2h\nu G \langle P_{in} \rangle B_e} = \frac{G \langle P_{in} \rangle}{2h\nu B_e} \quad (2.39)$$

Autrement dit, sur le signal temporel, le rapport signal sur bruit s'est amélioré d'un facteur  $\sqrt{G}$ . Pour mieux parler du bruit apporté par l'amplificateur, on a l'habitude de montrer comment le SNR a changé à travers le système, ce qui revient à calculer la quantité que l'on appelle "facteur de bruit"  $F$  :

$$F = \frac{SNR_{in}}{SNR_{out}} \quad (2.40)$$

---

1. de tels travaux existent mais sont obtenus dans des conditions très particulières et les résultats sont assez limités[86, 87, 88]. On peut considérer qu'une source qui permet le contrôle des temps d'émission des photons reste un objet anecdotique à ce jour.

qui vaut sur notre exemple d'amplificateur idéal :

$$F = \frac{1}{G} \tag{2.41}$$

Autrement dit, un amplificateur sans bruit détériore le rapport signal à bruit d'un facteur  $1/G$  (en valeur efficace au carré, quantité parfois appelée puissance). Autrement dit il l'améliore puisque  $G > 1$ .

### 2.5.6.3 Cas de l'AOFD

Malheureusement un tel amplificateur idéal n'existe pas, et d'autres contributions au bruit existent. Dans un AOFD en particulier, il y a de nombreuses raisons de penser que le signal de sortie sera plus bruyant que le signal d'entrée. La raison invoquée habituellement (et qui prédomine en général, notamment pour la configuration booster) est ce que l'on appelle le "battement signal-spontané". En effet, le signal amplifié n'est pas le seul signal disponible à la sortie de l'amplificateur, ce dernier est accompagné du signal d'ESA. Comme le photodétecteur est sensible à l'intensité (donc au champ électrique au carré), alors le photodétecteur va percevoir le battement des deux champs en plus du signal amplifié, comme le montre la figure 2.34.

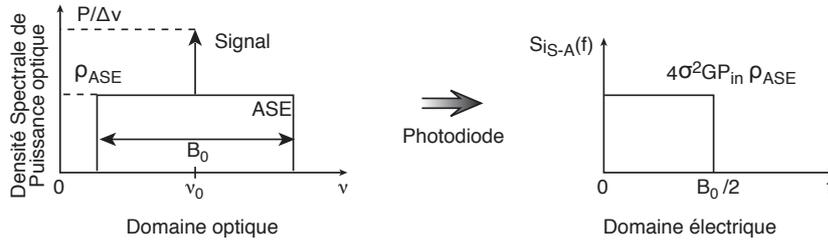


FIGURE 2.34 – Conversion du spectre optique en spectre photodétecté. Pour des raisons de simplification, l'ESA est modélisée par un signal en bande plate.

On montre assez facilement [49, 84, 89, 90] que la variance du signal correspondant à ce battement peut s'écrire :

$$(\delta N_{S-ESA})^2 = 4\rho_{ESA}GP_{in}B_e \tag{2.42}$$

où  $\rho_{ESA}$  est la densité spectrale de puissance de l'ESA autour de la fréquence  $\nu$  du signal optique. Nous aboutissons alors à la valeur du facteur de bruit :

$$F = F_{S-ESA} + F_{shot} = \frac{2\rho_{ESA}}{Gh\nu} + \frac{1}{G} \tag{2.43}$$

Ainsi, la densité spectrale d'ESA est perçue, via le phénomène de battement, comme un signal parasite, un "bruit" qui se superpose au signal désiré. Pour mesurer cette contribution au bruit, il n'est donc pas utile de réaliser de vraies mesures de

bruit (i.e. observation des fluctuations de puissance en fonction du temps en sortie de l'amplificateur), mais simplement de mesurer la densité spectrale d'ESA en présence du signal de sortie.

Cette définition correspond au facteur de bruit tel qu'il est défini par la norme IEC. Notons toutefois qu'elle reste incomplète. En effet, le bruit du signal en sortie d'AOFD est la contribution de beaucoup de phénomènes, liés ou non à l'amplificateur lui-même (battement spontané-spontané[90], interférences allers-retours[91], bruit d'intensité de la source laser[87], de la pompe, du détecteur, ...). Aussi, si elle permet de comparer des AOFDs entre eux en matière de bruit, elle n'est pas vraiment représentative du bruit superposé au signal en sortie d'amplificateur, en particulier pour les configurations "pré-amplificateur" pour lesquelles le battement spontané-spontané peut prédominer.

Nous avons simulé sur la figure 2.35, l'évolution du NF (pour "Noise Factor" ou Facteur de bruit), calculé à partir de l'expression 2.43, en fonction de la puissance de pompe dans une configuration "Booster". Nous voyons que le NF diminue lorsque la puissance de pompe augmente, cela s'explique par le fait qu'en augmentant la puissance de pompe, on accroît le gain fourni par la fibre, le signal va donc consommer d'avantage l'inversion de population que l'ESA.

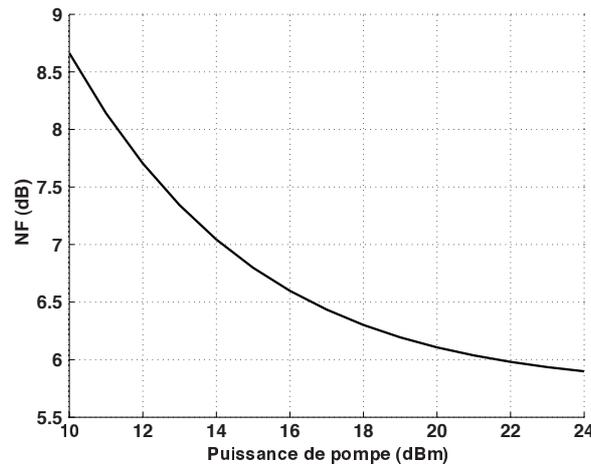


FIGURE 2.35 – Simulation de l'évolution du NF à 1550nm en fonction de la puissance de pompe pour la configuration "Booster" (paramètres issus de la fibre  $NP_3$ )

#### 2.5.6.4 Mesures

De l'équation 2.43, la mesure du NF optique nécessite la mesure des paramètres suivants afin d'être calculé : la longueur d'onde signal, la densité spectrale d'ESA à cette longueur d'onde et le gain entrée-sortie de l'amplificateur.

Notons la nécessité de bien séparer l'émission spontanée de la source laser (ESS) étant donné qu'elle se retrouvera amplifiée dans l'amplificateur optique. Il est donc

important d'utiliser une source laser ayant une faible ESS. Ceci peut être obtenu en choisissant une source laser dont le facteur de qualité de la cavité passive est suffisamment important. Habituellement, un laser DFB à semiconducteur n'est pas une source de qualité suffisante pour réaliser de telles mesures. En effet, à cause des pertes énormes intra-cavité, le niveau d'ESS est immense dans ces lasers. Ainsi il est largement préférable d'utiliser une diode laser en cavité externe (type ECDL : Extended Cavity Diode Laser), dont le facteur de qualité est augmenté par la cavité externe (cf. figure 2.36-a). De plus, il est préférable d'utiliser ce laser à la puissance la plus forte et d'atténuer sa sortie pour atteindre le niveau désiré, afin d'atteindre les niveaux de ESS les plus faibles possibles 2.36-a et 2.36-b.

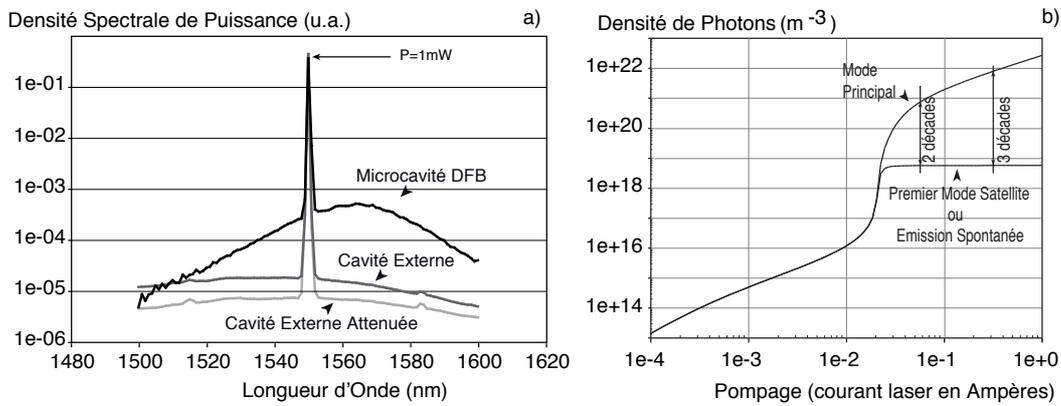


FIGURE 2.36 – a) Comparaison de l'émission spontanée émise par un DFB bas bruit et ECDL. b) Réjection des modes latéraux / de l'ESS par l'effet de l'augmentation du pompage.

Parmi les différentes méthodes optiques existantes, nous utiliserons celle de soustraction de la source laser [89, 92]. Cette technique consiste à séparer la ESS de l'ESA mesurée en sortie d'amplificateur [89, 93]. Comme la densité spectrale de la ESS peut être considérée invariante dans le temps, elle peut donc être soustraite du bruit total en sortie de l'amplificateur de manière à obtenir la densité spectrale d'ESA générée par l'AOFD à la longueur d'onde signal. L'équation 2.43 est alors modifiée de manière à faire apparaître le terme correctif dû à l'ESS :

$$F = 2 \frac{\rho_{total} - G\rho_{ESS}}{Gh\nu} + \frac{1}{G} \quad (2.44)$$

avec  $\rho_{total}$  la densité totale d'ESA en sortie de l'amplificateur optique incluant l'émission spontanée de la source amplifiée.

Etant donné que la présence du signal masque la mesure des densités spectrales à la longueur d'onde signal, les valeurs de mesures adjacentes au signal sont alors utilisées pour interpoler ces densités spectrales à la longueur d'onde signal, comme cela est schématisé sur la figure 2.37.

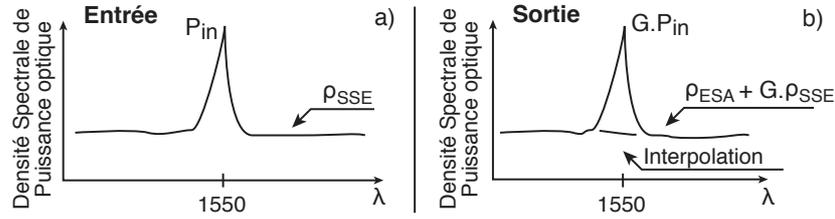


FIGURE 2.37 – Spectres optiques pour la méthode de soustraction de la mesure du NF a) signal incident avec son ESS b) Spectre en sortie d'AOFD

Il s'agit ici de mesurer le gain et le facteur de bruit (NF) pour l'application "Booster" décrite dans le tableau 2.6. Ces mesures réalisées à l'aide d'un ECDL à 1550nm ( $SMSR \simeq 55dB$ ) vont permettre d'évaluer les fibres sur leurs capacités à répondre aux exigences des industriels du spatial.

$$NF(dB) = 10 \log_{10} \left( 2 \frac{\rho_{total} - G\rho_{ESS}}{Gh\nu} + \frac{1}{G} \right) \quad (2.45)$$

Avec :

- $\rho_{total}$  : La densité spectrale de puissance d'ESA mesurée en sortie d'AOFD.
- $\rho_{SSE}$  : La densité spectrale de puissance d'ESA du laser d'entrée.
- $G$  : Le gain de l'AOFD

Applications	Booster (simulé)
G (dB)	18,9(19,2)
NF (dB)	5,4(5,9)

TABLE 2.6 – Mesure du NF à 1550nm(Fibre  $NP_3$ )

## Conclusion

D'après ce que nous venons de voir, la modélisation précise d'un AOFD n'est pas quelque chose de trivial et nécessite de prendre en compte différents phénomènes physiques d'interactions ainsi qu'une caractérisation avancée des fibres dopées erbium.

Dans une première partie, nous avons établi et décrit un modèle d'AOFD basé sur 3 niveaux complété par un niveau d'absorption à l'état excité. Dans ce modèle nous prenons en compte des phénomènes de HUC et de PIQ en considérant deux populations : les ions seuls et ceux appariés.

L'établissement d'un modèle physique complet nécessite un nombre de paramètres relativement important. Ainsi, dans un second temps, nous avons présenté les différentes techniques de caractérisation utilisées pour extraire les différents paramètres utiles qui alimentent le modèle. Nous avons opté pour des approches à la fois physiques et numériques pour aller dans le sens de coefficients les plus précis possibles

Enfin, nous avons mis l'accent sur différentes mesures de paramètres dits "systèmes" tels que le gain, le facteur de bruit et la platitude de gain. Ces paramètres sont primordiaux pour les industriels du spatial, car ils vont déterminer la possibilité d'intégration des fibres dans leurs systèmes de télécommunication embarqués dans la charge utile des satellites.

En vue des applications visées, la seule performance d'une fibre en configuration AOFD n'est pas suffisante, en effet, la deuxième qualité, et non des moindres, nécessaire à une fibre pour applications spatiales est sa tenue aux radiations. Ainsi dans le prochain chapitre nous allons décrire succinctement l'environnement radiatif spatial puis nous nous focaliserons sur l'étude des fibres optiques dopées erbium sous irradiations.

# Etude de la dégradation des fibres optiques en milieu radiatif

---

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>89</b>
<b>3.2</b>	<b>Etude des défauts dans les fibres optiques</b>	<b>90</b>
3.2.1	Rayonnements ionisants et mécanismes d'interactions	90
3.2.2	Défauts dans les fibres optiques	97
3.2.3	Absorption Radio-Induite	100
<b>3.3</b>	<b>Durcissement des fibres dopées</b>	<b>101</b>
3.3.1	Etat de l'art	101
3.3.2	Orientation de ce travail	102
<b>3.4</b>	<b>Modélisation des fibres sous irradiations</b>	<b>103</b>
3.4.1	Application à un matériau massif	105
3.4.2	Estimation des paramètres du modèle de Chen	108
3.4.3	Application à une fibre optique	110
<b>3.5</b>	<b>Caractérisation des fibres actives sous irradiations</b>	<b>112</b>
3.5.1	Etude qualitative : spectre d'ARI	112
3.5.2	Etude quantitative : mesure de l'ARI en ligne	113
	<b>Conclusion</b>	<b>120</b>

---

## 3.1 Introduction

Nous avons vu que la modélisation précise d'un AOFD n'était pas du tout triviale et qu'elle nécessitait une caractérisation fine de la fibre dopée. Cette étape est cruciale pour bien quantifier et tenter de modéliser le comportement d'un AOFD sous irradiations. A travers ce chapitre, nous allons, dans un premier temps, présenter les différents mécanismes qui sont à l'origine de la dégradation des fibres en environnement radiatif. Ensuite, nous présenterons les expériences 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.

## 3.2 Etude des défauts dans les fibres optiques

L'étude des défauts dans les fibres optiques a débuté depuis 40 ans environ et demeure un sujet complexe et toujours controversé. Dans un premier temps, nous proposons de donner un aperçu global des principales interactions entre les rayonnements ionisants et la matière. Nous nous intéresserons par la suite aux principaux défauts répertoriés dans les fibres optiques passives et actives.

### 3.2.1 Rayonnements ionisants et mécanismes d'interactions

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. Les énergies rencontrées avec ces types de rayonnement sont par conséquent considérables (comprise entre 10keV et 10MeV) et vont fixer leur potentiel de pénétration dans la matière. On définit le pouvoir d'arrêt comme étant la perte d'énergie moyenne par la particule incidente lors d'une distance parcourue dans un matériau donné.

$$S(E) = -\frac{dE}{dx} \quad (3.1)$$

On classe généralement les particules ionisantes en deux catégories : les premières sont chargées (électrons, protons, ions) et les secondes sont neutres (photons, neutrons).

#### 3.2.1.1 Cas des particules chargées

Le 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 l'électron 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 (fig. 3.1) au fur et à mesure qu'elle poursuit son trajet dans la matière.

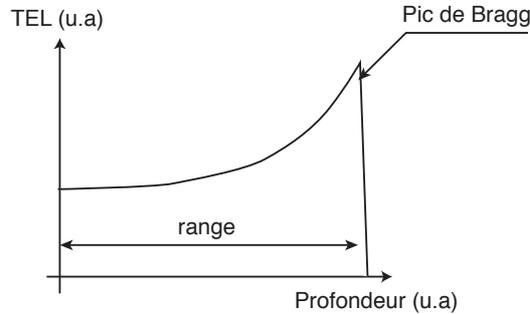


FIGURE 3.1 – Schéma représentatif du dépôt d'énergie dans la matière par une particule chargée incidente

La figure 3.1 montre schématiquement comment l'énergie est déposée 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 appelé "le range". Certains logiciels comme SRIM [94] permettent de calculer le TEL et le range en fonction de la particule incidente et du matériau cible. A titre d'exemple, un proton d'énergie initiale 60MeV pénétrant dans de la silice, principalement constituée de molécules de  $SiO_2$ , aura un TEL de  $9,019 MeV/cm^2/g$  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 60MeV car c'est une énergie que l'on atteint facilement avec les sources d'irradiations classiques et qu'elle représente une énergie moyenne des rayonnements protoniques que l'on peut rencontrer dans l'environnement spatial.

### 3.2.1.2 Cas des particules neutres

Dans le cas de particules neutres, 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 est éliminé du faisceau incident. On exprime alors l'atténuation du faisceau selon la direction  $x$  sous la forme d'un coefficient d'absorption  $\alpha$  qui est, comme vu au chapitre 1, étroitement lié avec la section efficace d'interaction  $\sigma$  des particules neutres avec la matière.

$$I(x) = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (3.2)$$

Avec  $I_0$ , l'intensité du faisceau de particules, et  $\alpha$  coefficient d'absorption qui s'écrit :  $\alpha = \sigma n$ . Où  $n = \frac{\rho N_A}{M}$  avec,  $n$  le nombre d'atomes par unité de volume,  $\rho$  et

$M$  respectivement les masses volumique et molaire du matériau, et  $\mathcal{N}_A$  la constante d'Avogadro.

Le rayonnement est indirectement ionisant, les particules peuvent interagir avec la matière selon trois manières :

- *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'ensuit est à l'origine de l'émission de raies X discrètes, caractéristiques de l'élément.
- *L'effet de matérialisation* : au voisinage du noyau, le photon disparaît et donne naissance à une paire d'électron-positon [95]. Cela se produit quand l'énergie du photon est telle que son équivalence en masse via l'équation fondamentale d'A. Einstein  $E = mc^2$  est égale à la masse cumulée d'un électron et d'un positron. On considère généralement, le double de la masse d'un électron, qui vaut  $9,11 \times 10^{-31}$  kg) soit une énergie de 1,02MeV. Pour provoquer l'effet de matérialisation, il faut donc que le photon incident possède au minimum une énergie de 1,02MeV. Ce processus est suivi d'une annihilation dans laquelle le positon et un électron s'annihilent mutuellement en générant une paire de photons de 511 keV émis à  $180^\circ$  l'un de l'autre.

Le site du NIST ("National Institute of Standards and Technology") propose un logiciel "XCom" qui permet de calculer les différentes sections efficaces de ces phénomènes pour des matériaux que l'on définit[96].

La figure 3.2 montre le résultat de la simulation en fonction de l'énergie des photons  $\gamma$  sur une cible de silice ( $SiO_2$ ). Les irradiations présentées plus loin dans ce document ont été réalisées avec des photons  $\gamma$  ayant une énergie de  $\approx 1$  MeV, nous voyons donc que l'interaction privilégiée sera l'interaction Compton.

### **Bilan :**

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  $1 Gy = 100 rad$ ), car  $1 J/kg$  se rapporte à 1Gy . On définit aussi la vitesse à laquelle

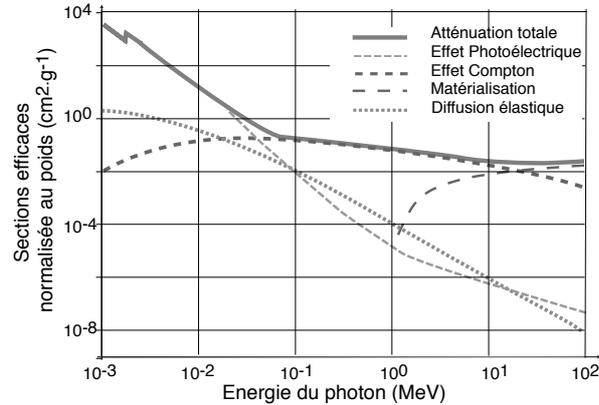


FIGURE 3.2 – Spectre de Sections efficaces normalisées au poids considérant les différentes interactions rayonnement  $\gamma$ /matière en fonction de leur énergie. Simulation réalisée avec XCom[96].

cette dose est déposée : on parle de "débit de dose" et il s'exprime en pratique en  $Gy/h$ .

### 3.2.1.3 Choix des conditions d'irradiation

Nous avons vu les principales interactions entre la matière et les rayonnements ionisants. Nous avons également constaté que l'espace est un environnement radiatif complexe de par la multitude de particules différentes mis en jeu. L'idée de cette section est de présenter les conditions d'irradiation qui ont été choisies dans le cadre de ces travaux de thèse et de montrer en quoi elles sont pertinentes pour représenter l'environnement spatial.

Pour rappel, nous avons vu dans l'introduction de ce manuscrit que l'environnement spatial mettait en jeu des débits de dose très faibles (quelques  $mGy/h$ ) et qu'il fallait considérer principalement les radiations aux protons (fig. 3) qui ne peuvent être totalement arrêtés par le blindage.

Si l'on veut se rapprocher plus près des conditions spatiales, il faudrait faire toutes les irradiations en utilisant des sources aux protons. Toutefois, l'accès à un faisceau proton nécessite des conditions expérimentales très difficiles à remplir (zone d'irradiation réduite, prix, disponibilité...). Cependant, des études ont montré que l'on pouvait avoir une équivalence entre un rayonnement de protons accélérés et un rayonnement gamma. En effet, malgré la nature physique différentes entre ces deux rayonnements une équivalence existe via la dose déposée. Ainsi, L.Troussellier, en confrontant des fibres dégradées par des protons accélérés, à des fibres ayant subi une dégradation par des rayons gamma, a montré que l'on pouvait, au moins d'une manière qualitative, faire l'équivalence proton/gamma [97]. En effet, on constate sur la figure 3.3 que la dégradation subie par les fibres testées est du même ordre de grandeur, de l'ordre du  $dB/m$ , quelque soit le rayonnement considéré. Cette étude a aussi montré que les fibres contenant beaucoup d'aluminium (Fibres 3, 4, 6) étaient

plus sensibles aux protons qu'aux rayons gamma. Les fibres contenant peu ou pas d'aluminium (Fibres 1, 5, 2), quant à elles, sont globalement moins sensibles mais leur dégradation est plus forte avec des rayons gamma.

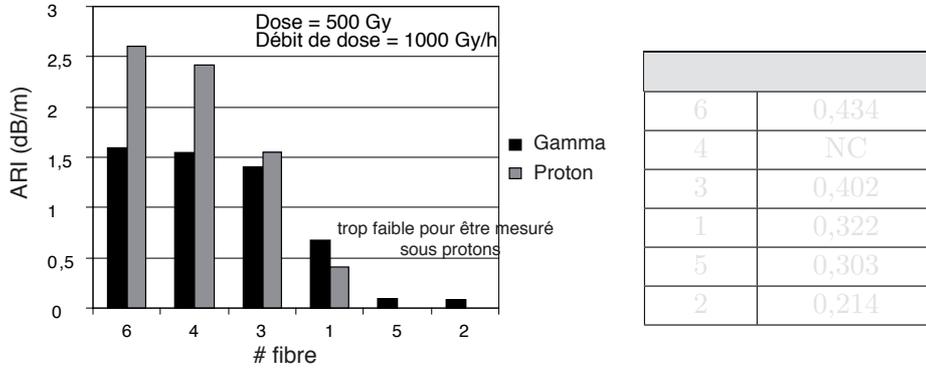


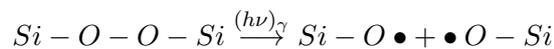
FIGURE 3.3 – Comparaison de la dégradation entre protons et gamma

Les conditions d'irradiation des fibres utilisées lors de ces expériences étaient les suivantes :

- Energie gamma= 1MeV
- Energie protons= 60 MeV
- TEL silice = 8, 871 MeV.cm<sup>2</sup>/g
- Fluence = 3, 52.10<sup>11</sup>p/cm<sup>2</sup>
- Flux = 1, 96.10<sup>8</sup>p/cm<sup>2</sup>/s

### 3.2.1.4 Mécanismes de dégradation

Lorsqu'un matériau est soumis à un rayonnement ionisant il est essentiellement soumis à un effet de "changement d'espèces" dans la matière. Ainsi, certaines liaisons covalentes vont être détruites par ionisation locale de certaines molécules ou atomes, ce qui va changer la spectroscopie du matériau considéré. Cet effet peut aussi être interprété en termes de population, sous la forme de "création de paires électrons-trous". En effet, un rayonnement ionisant capable d'arracher à un électron à un atome va laisser sur place un défaut de charge, soit un trou. Par exemple, la rupture d'une liaison peroxyde ( $Si - O - O - Si$ ) sous rayonnement gamma peut engendrer la génération de deux pièges à trous. Dans ce cas, il s'agit de deux liaisons  $Si - O$  pendantes ; on appelle communément ces défauts les NBOHC (Non Bridging Oxygen Hole Center) [98, 99].



Par convention, nous adopterons les symboles "•" et "o" pour signifier respectivement un électron ou un trou célibataire.

3.2.1.5 Notions de blanchiment/guérison

Les défauts créés ou inhérents au matériau sont tous liés à la chimie de la fibre optique, l'apport d'énergie par les radiations ionisantes rendant "actifs" ces défauts. Cependant, certaines des réactions mises en jeu sont réversibles, en effet, il est possible de faire diffuser des charges ou des atomes grâce à de l'énergie thermique ou optique.

Guérison thermique

Intéressons-nous dans un premier temps à la guérison thermique. Le fait d'apporter de l'énergie de façon thermique va faire que les atomes ou les charges libres vont diffuser dans la silice. Ainsi les pièges créés par irradiation pourront alors se recombiner et donc guérir. Dans ce qui suit, nous allons montrer que plus la température est élevée, plus la probabilité de guérison est grande. De plus la probabilité de dépiégeage est inversement proportionnelle à l'énergie d'activation du piège considéré; si un piège est profond ( $E_{trap}$  grand), il y aura peu de chance de le guérir. La probabilité de dépiégeage suit en fait la loi d'Arrhénius. La figure 3.4 montre des courbes de recuits effectués sur des fibres optiques en silice irradiées par D. L. Griscom [100].

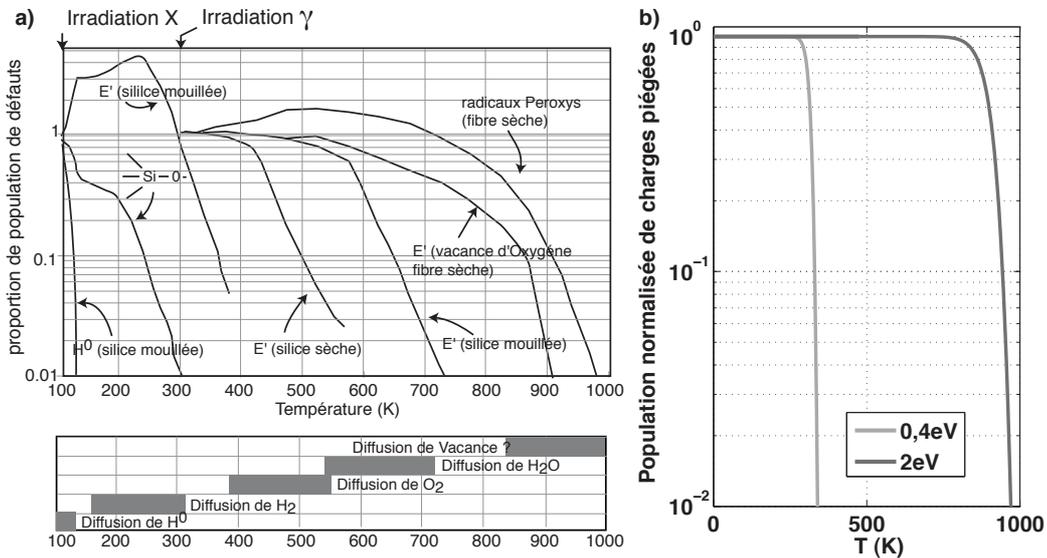


FIGURE 3.4 – Courbes de récupération isochrone. a) Différents défauts générés dans la silice "mouillée" (fort taux d'ions hydroxyls) et "sèche" (faible taux d'ions hydroxyls) après des irradiations X ou  $\gamma$  continues. La table en dessous présente les gammes de température pour lesquelles apparaissent les différents mécanismes de diffusion permettant le recouvrement des pertes liées à ces défauts absorbants (d'après [100]). b) Simulation par l'équation 3.5.

En première approche, nous faisons l'hypothèse qu'un seul niveau piège est présent, le taux de dépiégeage de ce piège étant décrit par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau} \times n(t) \quad (3.3)$$

où

- $n(t)$  est la densité de porteurs piégés sur ce niveau.
- $\frac{1}{\tau}$  est la probabilité qu'un piège se recombine.

Nous supposons  $\tau$  constant pour un piège particulier. Pour l'obtenir, nous utilisons l'équation d'Arrhénius :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_b} \times \exp\left(-\frac{E_{trap}}{kT}\right) \quad (3.4)$$

où

- $\frac{1}{\tau_b}$  est "le facteur de fréquence" supposé constant pour un matériau et pour des conditions d'utilisation données. Pour le verre sans champ électrique extérieur  $\tau_b$  vaut typiquement  $10^{-7}$  s [101]. Autrement dit en présence de puissance laser cette valeur évolue.
- $E_{trap}$  est l'énergie caractéristique du piège considéré en eV
- $k$  est la constante de Boltzmann et  $T$  la température de la fibre en Kelvin

En injectant l'équation (3.4) dans (3.3), on peut exprimer l'évolution de la population de pièges relativement à la population de pièges initiale  $n_0$  :

$$\frac{n(t)}{n_0} = \exp\left[-\frac{t}{\tau_b} \times \exp\left(\frac{-E_{trap}}{kT}\right)\right] \quad (3.5)$$

Autrement dit, la guérison thermique est un effet très fort et très rapide (plus rapide qu'exponentiel en fonction de la température!) pour peu que l'on atteigne la bonne température. La température à laquelle les pièges guérissent est une caractéristique propre à chacun des pièges. Comme le montre la figure 3.4, les premiers atomes à diffuser sont les  $H^+$ , puis les  $H_2$ , ensuite les  $O_2$  et pour finir les molécules d' $H_2O$ . Ceci s'explique par le fait que plus une molécule est petite, plus elle est "mobile" dans le matériau et donc moins il est nécessaire d'y apporter de l'énergie pour qu'elle puisse être diffusée. En diffusant, ces molécules provoquent à leur tour des réactions chimiques qui suppriment d'éventuels défauts, c'est pourquoi nous parlons de guérison thermique. Chaque défaut peut alors être guéri en fonction de la température.

Notons également que ce type d'étude est bien connue lorsqu'elle est appliquée aux isolants des MOS [101], et elle reste bien entendu valide pour les fibres optiques.

### Guérison optique

Nous avons vu que des photons d'énergie suffisante, tels que les photons gamma, pouvaient conduire à la rupture de liaisons inter-atomique et donc à la création

de paires électrons/trous. D'une manière analogue, l'énergie nécessaire pour guérir des défauts peut être apportée de manière optique, à plus basse énergie. Cette stimulation va permettre de dépeupler les charges piégées.

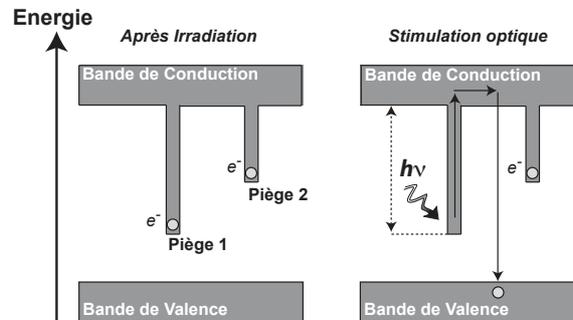


FIGURE 3.5 – Illustration du principe de guérison optique

Nous considérons ici l'énergie optique apportée par des photons dont les longueurs d'ondes sont situées dans le visible et le proche infrarouge. En effet, il est bien connu dans la littérature que les photons situés dans l'UV, au même titre que les photons gamma, peuvent induire des défauts dans la silice[102]. Toutefois, il existe toujours une certaine section efficace d'absorption à des longueurs d'ondes éloignées de l'énergie caractéristique d'une transition. Loin de l'énergie du piège, la section efficace n'est toujours pas nulle, même si elle est faible. Ainsi, l'effet de la guérison peut devenir significatif si la faible valeur de la section efficace est compensée par un flux de photons important à cette longueur d'onde. En configuration AOFD, malgré les longueurs d'ondes d'intérêt (1550nm et 980nm), nous verrons que étant donné l'importance des flux de photons considérés, l'effet de la guérison optique ne peut pas être négligé en présence d'irradiations.

### 3.2.2 Défauts dans les fibres optiques

Chaque défaut présente une structure et des propriétés d'absorption, de fluorescence, de magnétisme, qui lui sont propres. Par différentes mesures telles que la spectroscopie, la résonance paramagnétique (RPE), la thermoluminescence..., on peut avoir accès à des paramètres tels que les forces d'oscillateur, les bandes d'absorption, la durée de vie des états excités, la polarisation de la photoluminescence qui constituent la signature des pièges. Ainsi, on est capable avec des moyens plus ou moins lourds de déterminer, voir même de quantifier les défauts dans un matériau donné.

#### 3.2.2.1 Verre en silice pure

De par sa nature non cristalline, le verre en silice pure contient de nombreux défauts et des centres précurseurs de défaut. En effet, alors que les tétraèdres  $SiO_4$

ont la même taille dans un verre de silice et dans sa forme cristalline le quartz, la densité du verre est nettement plus faible ( $2,20g/cm^3$  contre  $2,65g/cm^3$ ), montrant la présence de grands espaces interstitiels. Cela indique la possibilité qu'ont les liaisons  $Si - O - Si - O$  d'avoir des angles relativement différents les uns des autres.

Certaines de ces liaisons pouvant avoir des angles relativement petits, donc, fortement contraints, il ne faut que peu d'énergie pour casser ces dernières et engendrer des pièges à électrons ou à trous. Cette énergie peut être fournie lors du fibrage ou lors de l'irradiation. Le tableau 3.1 récapitule les principaux défauts présents dans la silice pure.

Défaut	Structure	Position spectrale (nm,(eV))	Références
STH	$\equiv Si - O \bullet - Si \equiv$	660(2,6) - 760(1,6) - 1700(0,7)	[103, 104]
E'	$\equiv Si \bullet$	206(5,8)	[105]
NBOHC	$\equiv Si - O \bullet$	600-630(2,0)	[99, 98]
POR	$\equiv Si - O - O \bullet$	165(4,77) - 630(2,1)	[106]
Si-ODC(I)	$-Si - Si \equiv$	165(7,6) - 282(5,7)	[107, 108]
Si-ODC(II)	$= Si \bullet \bullet$	240(5,0)-330(3,15)	[107]
H(I)	$\equiv Si - H \bullet$	310(4,8)	[107]

TABLE 3.1 – Principaux pièges répertoriés dans du verre en silice pure

Nous nous intéressons plus particulièrement au défaut "ODC" (Oxygen Deficient Center) car c'est un précurseur qui peut conduire à la formation de pièges à trous ou à électrons. Sa formation a lieu principalement lors du fibrage par modification de la liaison  $\equiv Si - O - Si \equiv$ . Comme son nom l'indique, il s'agit d'une lacune en oxygène qui mène à une liaison  $\equiv Si - Si \equiv$  qui n'est pas stable. Ainsi, sous certaines conditions, cette liaison peut entraîner la génération de défauts ODC(II) qui consiste à la rupture de la liaison  $\equiv Si - Si \equiv$  et l'apparition d'atomes de silicium divalents avec un doublet électronique non liant.

La figure 3.6 résume les différentes interactions qui peuvent engendrer des défauts à partir d'un centre ODC. 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. A 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.

### 3.2.2.2 Fibres dopées

Nous avons vu qu'il était indispensable d'ajouter des composants à la silice afin de donner des propriétés (guidage, amplification) à la fibre. Cette adjonction

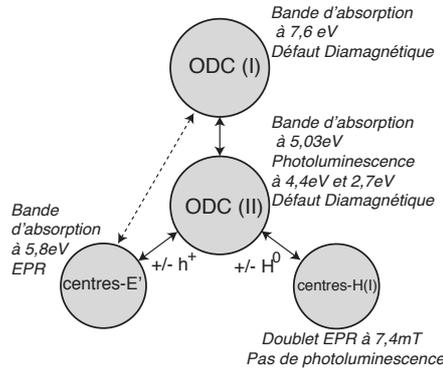


FIGURE 3.6 – Diagramme proposé par Skuja illustrant les changements d’espèce dans un verre de silice [107]

d’éléments dans la matrice vitreuse va engendrer la modification du réseau et donc la génération de défauts. On se propose ici de faire un bilan non exhaustif des principaux défauts répertoriés dans les fibres dopées. Nous noterons que les défauts décrits précédemment sont évidemment présents dans les fibres dopées.

A partir de la comparaison entre un verre dopé au germanium et de la silice amorphe pure, il a été mis en évidence que les défauts relatifs au germanium sont plus intenses que ceux de la silice[109]. Cela se traduit par une absorption dans l’ultraviolet deux à trois fois plus grande dans les verres germanosilicates. On constate une importante bande d’absorption à 5,12 eV (242 nm) ainsi qu’une bande d’amplitude plus faible à 3,75 eV (330 nm). Sous une excitation à 5,12 eV (242 nm), il apparaît des fluorescences à 4,2 eV (294 nm) et à 3,13 eV (396 nm). La nature exacte des défauts à l’origine de l’ensemble de ces bandes d’absorption n’est pas encore complètement comprise mais la majorité des études s’accordent sur le fait que ces défauts sont des centres déficitaires en oxygène (Germanium Oxygen-Deficient Centers : GODC) [107, 109].

Défaut	Structure	Position spectrale (nm,(eV))	Références
Al(1)	$\equiv Si - Al \bullet - Si \equiv$	220	-
Al(2)	$\equiv Al \bullet$	215(5,8)	-
Al-E'	$\equiv Al \circ$	215(5,75)	[110]
Al-OHC	$\equiv Al - O \bullet$	275(4,51) - 590(2,1) -	[111]
P-OHC	$\equiv P - O - O \bullet$	1620(0,76) - 620(2,0) - (410)3,0eV	[112, 113]
GeC	$\equiv Ge - O \bullet$	214 - 282(4,6)	[106, 110]
GeE'	$\equiv Ge \bullet$	193(6,3)	[114]
Ge-NBOHC	$\equiv Ge - O \bullet$	620(2,0) - 674(1,84)	[114]
Ge-ODC	$= Ge \bullet \bullet$	293(4,2)	[108]

TABLE 3.2 – Principaux pièges répertoriés dans les fibres en silice dopée

D'une manière générale, les défauts dans les fibres optiques dopées erbium sont situés dans l'UV et le visible, mais nous allons voir par la suite que leur signature va être gênante même aux longueurs d'onde situées dans le proche IR. Ce qu'il faut noter aussi, c'est que la littérature ne recense pas vraiment de défauts liés à l'ion erbium lui-même inséré dans une matrice de verre. Cela tend à prouver que la mauvaise tenue aux radiations de ces fibres n'est pas due à la présence de l'ion erbium lui-même mais aux défauts du verre liés à la fabrication des fibres ou à cause de la présence de codopants, tels que l'aluminium.

### 3.2.3 Absorption Radio-Induite

L'effet des radiations décrit plus haut induit la création et/ou le remplissage de pièges provoquant de nouvelles bandes d'absorption ou accentuant des bandes déjà existantes. Avant irradiation, le spectre dans l'infra rouge d'une fibre standard passive est normalement dominé par la diffusion Rayleigh de l'absorption Infra rouge de la silice, au delà de  $1,7\mu m$ . Après irradiation, des bandes d'absorption relativement localisées apparaissent, chacune d'elle pouvant être attribuée à un piège particulier. On appelle cette absorption supplémentaire provoquée par les irradiations l'Absorption Radio-Induite (ARI).

Sur la figure 3.7, qui représente les spectres pré- et post- irradiation d'une fibre passive, nous voyons qu'il y a 3 pièges distincts situés aux alentours de  $400\text{ nm}$ ,  $600\text{ nm}$  et  $700\text{ nm}$ , accompagnés de la signature spectrale d'une absorption dont le pic semble être dans l'UV. Dans l'application qui nous concerne, les longueurs d'ondes utilisées se situent à  $980\text{ nm}$  et  $1550\text{ nm}$ ; l'absorption d'un fibre passive à ces longueurs d'ondes peut facilement atteindre  $10\text{ dB/km}$  à  $980\text{ nm}$  et  $3\text{ dB/km}$  à  $1550\text{ nm}$  (fig. 3.7), ce qui est relativement faible si cela est ramené aux quelques mètres de la fibre dopée des AOFD.

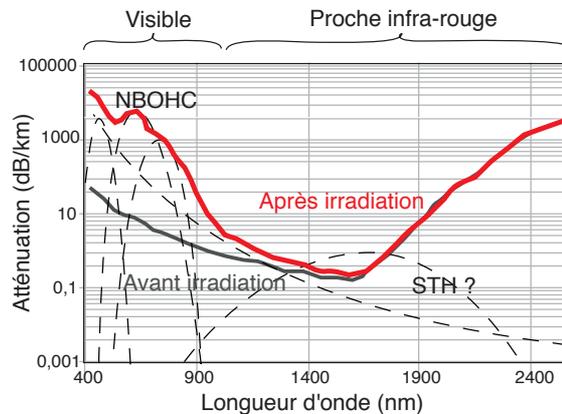


FIGURE 3.7 – Exemple de spectre avant et après irradiation de fibre optique passive [115].

Cependant, il faut avoir à l'esprit que les fibres actives contiennent des dopants et codopants qui ne sont pas présents dans des fibres passives. Le nombre de défauts sera donc supérieur et la signature de ces derniers sera également différente. Cela mène à une forte sensibilité aux radiations avec une Absorption Radio-Induite pouvant atteindre quelques dB/m.

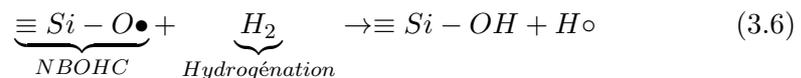
Ainsi, on peut conclure que *les pièges traditionnels des fibres passives seuls ne peuvent pas justifier les pertes qui sont couramment observées dans les fibres dopées erbium*. Les pièges mis en jeu sont donc soit de nature différente car liés aux codopants spécifiques des fibres dopées erbium, soit il s'agit d'une interaction entre un piège habituel des fibres passives et d'un piège spécifique aux fibres dopées erbium.

### 3.3 Durcissement des fibres dopées

#### 3.3.1 Etat de l'art

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 :

- 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 3.6 montre la réaction de guérison pour un défaut NBOHC.



L'effet bénéfique contre les radiations de ce traitement est bien connu, ainsi [116] 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. [117] ont plus récemment démontré l'efficacité du traitement à l'hydrogénation sur des fibres dopées erbium en associant un coating en carbone.

- Le codopage au cérium démontré dans les années 70-80 [118] sur des fibres passives a montré d'excellent résultats en terme de durcissement aux radiations. Plus récemment, S. Girard et al. [119] 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  $\gamma$ . La perte de gain mesurée n'était alors que de 1,5dB 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.

- L'approche de Gusarov et al. consiste à durcir l'amplificateur en réduisant au maximum sa longueur optimale [120]. 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  $ARI \times L_{opt}$ . Ainsi, Gusarov montre qu'en augmentant le dopage en erbium d'une fibre on pouvait 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 classique, augmenter la concentration en erbium nécessite d'augmenter le taux d'aluminium et donc d'augmenter la sensibilité de la fibre elle même.

### 3.3.2 Orientation de ce travail

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 deux technologies.

- 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 absence totale d'aluminium. Nous avons montré dans le second chapitre que ces fibres démontraient des gains très comparables aux fibres codopées aluminium, et donc ces fibres 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 (i.e. sans recourir à des composés dédiés au durcissement). Sa caractérisation sous radiation sera forcément riche en enseignements : si le résultat est mauvais, il prouve qu'aucune fibre commerciale, non intentionnellement durcie, n'a de chance de convenir pour l'industrie du spatial. En revanche, si le résultat est bon, le doute est permis.
- 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, apporté par les nanoparticules. Comme cela a été dit précédemment, les ions erbium sont entourés d'aluminium ce qui limite l'effet du quenching et facilite leur insertion. L'intérêt de ces fibres, avant de les avoir caractérisé, est que la fibre contient

le strict minimum d'aluminium utile : au lieu d'avoir une matrice de verre uniformément dopée en aluminium, l'aluminium n'est présent qu'autour des atomes d'erbium, c'est à dire là où c'est utile. Avec une telle technologie, il est permis d'espérer bénéficier à la fois d'un élargissement inhomogène conséquent, comparable à une fibre standard (§1.6.2) 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.

### 3.4 Modélisation des fibres sous irradiations

La première approche théorique consiste à donner une équation de l'ARI en fonction de la dose. Ainsi, D.L. Griscom [121] a remarqué qu'une simple loi en puissance pouvait décrire le comportement de l'ARI mesurée expérimentalement sur certaines fibres en silice en fonction de la dose déposée (Eq.3.7).

$$ARI(Dose) = C \times Dose^f \quad (3.7)$$

Où  $C$  et  $f$  sont des constantes empiriques, le plus souvent "mesurées" par extraction sur des données expérimentales.

Cette équation simpliste, mais qui s'adapte à beaucoup de relevés expérimentaux, ne prend pas en compte la notion de débit de dose et ne permet donc que d'extrapoler à des doses supérieures une ARI mesurée. L'influence du débit de dose a été étudiée et modélisée par G.M. Williams qui s'est basé sur les travaux de D.L. Griscom et sur des mesures à différents débits de dose. Il a ainsi proposé un modèle toujours basé sur une loi en puissance mais qui contient la dépendance au débit de dose [122]. L'évolution de l'ARI peut alors être définie de la façon suivante :

$$ARI(Dose) \propto \dot{D}^{(f-1)} D^f \quad (3.8)$$

- $\dot{D}$  est le débit de dose utilisé
- $D$  est la dose déposée
- $f = 1 - \frac{KT}{E_0}$ ,  $E_0$  étant l'énergie de démarcation

Cette loi n'est toutefois pas capable de prédire les effets de débit inverse. Ainsi, plus récemment, O. Gilard. et al. [123] ont montré une expression analytique qui prend en compte l'effet de guérison thermique en prenant comme hypothèse qu'un seul défaut est prédominant dans les mécanismes de dégradation. Cette expression est intéressante car elle est assez souple pour s'ajuster sur des effets de débit inverse, ce qu'aucune loi en puissance n'est en mesure de faire :

$$ARI(Dose) \propto C e^{\frac{\alpha E_0}{\beta k_B T}} \dot{D}^{\frac{\alpha}{\beta}} D^{\frac{(1-\alpha)}{\beta}} \quad (3.9)$$

où  $C, \alpha, \beta$ , sont des paramètres d'ajustement et  $E_a$  l'énergie d'activation du piège considéré (en eV). Ainsi, l'équation 3.9 peut s'ajuster à de nombreuses expérimentations

Enfin, O.Gilard et al. ont établi un modèle plus complexe, toujours basé sur une loi en puissance, permettant de rendre compte des phénomènes de sensibilité inversée au débit de dose[124]. Par exemple, dans le cas asymptotique (et qui pose le plus de problèmes pour la qualification de composants pour le spatial) des très faibles débits de dose, on peut considérer que la dépendance du nombre de pièges à la dose et au débit de dose suit la loi ci-dessous :

$$n = \frac{N_p \tau^\alpha g^\gamma}{\alpha} \dot{D}^{\alpha-1+\gamma} D^{1-\alpha} \quad (3.10)$$

où  $N_p$  est le nombre de défauts pré-existant dans la matrice,  $\tau$  le temps caractéristique de dépiégeage, et  $g$  une constante. Cette expression permet, de façon totalement analytique, de rendre compte d'expériences aussi complexes que les expériences de commutation de débit, comme le montre la figure 3.8.

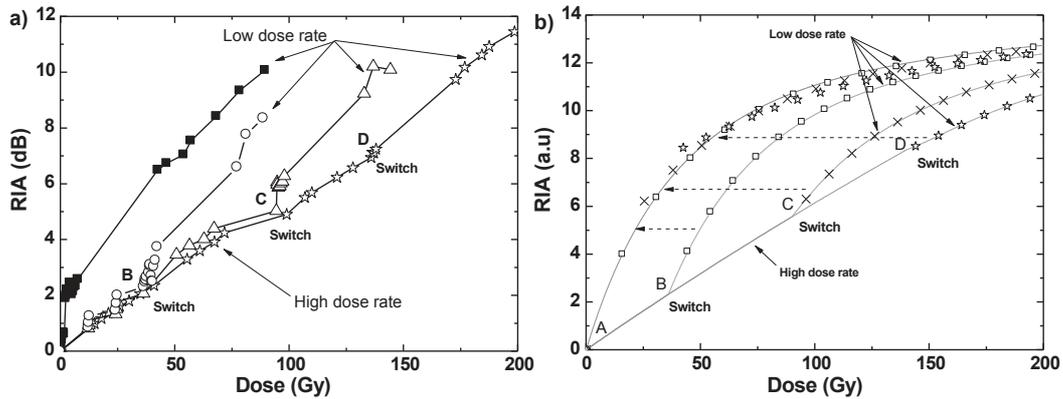


FIGURE 3.8 – a) Expérience de la commutation de débit de dose appliquée à une fibre optique [125, 126] b) Simulation de l'effet de débit inverse[124].

C'est donc une approche déjà très intéressante puisqu'elle peut permettre, dans certains cas, de faire l'économie de résoudre des systèmes d'équations de population et d'avoir à rechercher les caractéristiques physiques précises des pièges mis en jeu. Toutefois, l'ensemble de ces modèles, bien que satisfaisants pour extrapoler des tendances, ne permet pas vraiment d'appréhender les raisons physiques de la dépendance de la dégradation à la dose ou aux effets de guérison. Nous proposons ici d'utiliser un modèle microscopique de la dégradation issu des travaux de R. Chen [127], et nous allons voir en quoi il peut être pertinent pour la modélisation de la dégradation d'AOFD sous radiations.

### 3.4.1 Application à un matériau massif

#### 3.4.1.1 Modèle de base : le modèle dit 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), les équations elles-mêmes étant issues de travaux très variés, trouvant leur origine dans la littérature russe des années 1950[128], et reprises dans la littérature internationale dans les années 1970[129]. Ce modèle est un modèle d'équations de populations qui décrit la dynamique de dégradation d'un matériau. Pour cela, il considère une population de pièges, capable de stocker des trous ou des électrons, ainsi qu'une population de centres recombinants (fig. 3.9), qui peuvent être l'image d'un effet de guérison thermique.

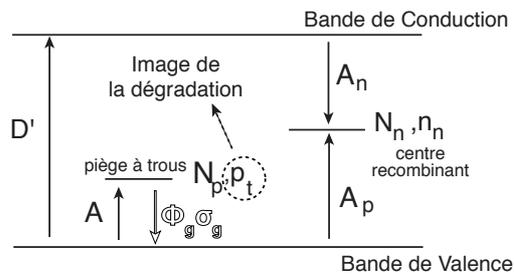


FIGURE 3.9 – Diagramme énergétique associé au modèle de R. Chen. La transition en typographie "contour"  $\sigma_g \phi_g$  n'existe pas dans le modèle de R. Chen original, et a été introduite dans la section 3.4.1.2 de ce document.

Le gap considéré est pour nous celui de la silice. Sous l'effet du débit de dose, 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 silice va pouvoir fournir l'énergie nécessaire pour ioniser une autre molécule à proximité (quelques angstrom), par exemple un atome d'aluminium qui deviendrait un centre Al(1), Al(2) ou Al-OHC. Une fois ionisée, cette molécule va pouvoir rester stable.

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 Al(1), Al(2) 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 signal. Ainsi les équations du modèle sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dt} = D' - n(N_n - n_n)A_n \\ \frac{dp_t}{dt} = p(N_p - p_t)A \\ \frac{dp}{dt} = D' - p(N_p - p_t)A - A_p p n_n \\ \frac{dn_n}{dt} = n(N_n - n_n)A_n - A_p p n_n \end{array} \right. \quad (3.11)$$

Symbole	Description	Unité
$D'$	Nombre de paires électron/trou générées par unité de temps	$s^{-1}$
$A, A_p, A_n$	Taux de piégeage des différentes charges sur les différents pièges	$s^{-1}$
$p_t$ et $n_n$	Densité de charges piégées	$m^{-3}$
$N_p$ et $N_n$	Densité de places totales sur chaque piège	$m^{-3}$
$n$ et $p$	Densité d'électrons sur la bande de conduction et Nombre de trous sur la bande de valence.	$m^{-3}$

TABLE 3.3 – Description des paramètres pour le modèle de R. Chen.

Ce modèle, bien qu'assez simple, est déjà intéressant car il prédit physiquement les effets de débit inverse après irradiation; en effet, la simulation consiste alors à laisser le matériau atteindre un état stationnaire après avoir arrêté l'irradiation pour voir l'effet de débit inverse, comme le montre la figure 3.10-a. Une littérature très vaste utilise ce modèle comme caution physique pour expliquer des résultats expérimentaux [16, 130]. En revanche, il ne prédit pas les effets de débit pendant l'irradiation, alors que de tels effets ont été constatés durant cette thèse (fig. 3.10-b) ou dans la littérature [125, 126]. Il ne prédit pas non plus l'effet de la guérison optique. C'est ce dernier effet qui nous intéresse ici, et nous allons compléter ce modèle pour prendre en compte l'effet de la guérison.

### 3.4.1.2 Modèle de R. Chen complété

Nous modélisons la guérison optique par une interaction supplémentaire insérée dans modèle de Chen. Cette interaction consiste à dépeupler le milieu piège, en prenant en compte une interaction du piège avec un flux de photons  $\Phi_g$  via une certaine section efficace  $\sigma_g$  (fig. 3.9).

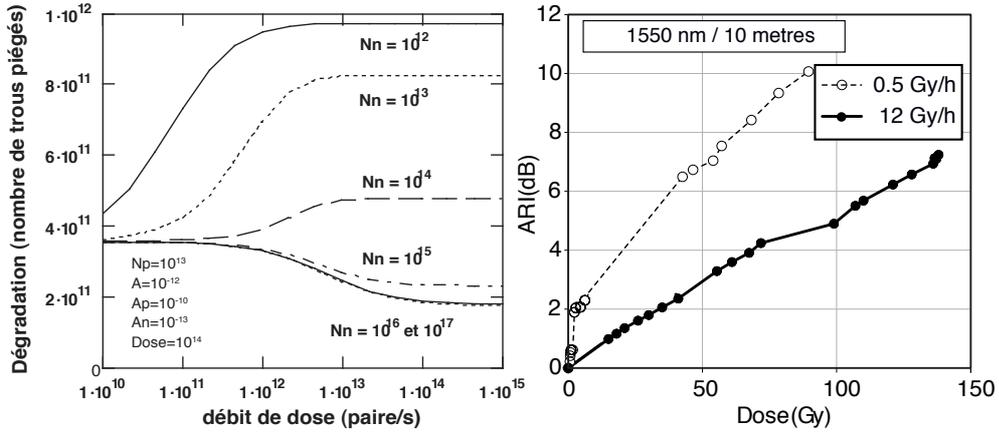


FIGURE 3.10 – Effet de débit inverse. a) Selon le modèle de R. Chen, calculé après irradiation. b) Mesuré, en cours d’irradiation, en absence de guérison optique.

Ceci donne lieu à un nouveau jeu d’équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dt} = D' - n(N_n - n_n)A_n \\ \frac{dp_t}{dt} = p(N_p - p_t)A - \sigma_g \phi_g p_t \\ \frac{dp}{dt} = D' - p(N_p - p_t)A - A_p p n_n + \sigma_g \phi_g p_t \\ \frac{dn_n}{dt} = n(N_n - n_n)A_n - A_p p n_n \end{array} \right. \quad (3.12)$$

où  $\Phi_g$  est le flux de photons en  $s^{-1} \cdot cm^{-2}$  et  $\sigma_g$  la section efficace d’interaction avec le piège considéré en  $cm^2$ .

### 3.4.1.3 Expériences numériques

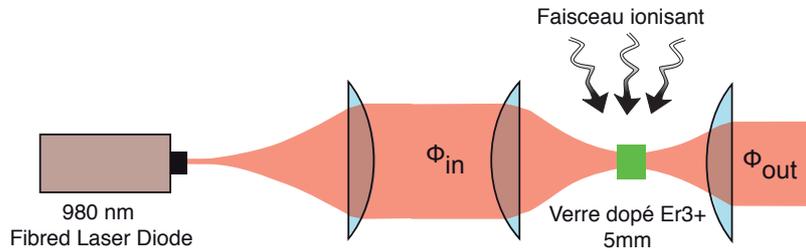


FIGURE 3.11 – Irradiation d’un morceau de verre

Pour mettre en évidence l’effet de la guérison optique dans cette modélisation, nous allons considérer un verre dopée erbium éclairé par un flux lumineux  $\Phi$  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  $\Phi$ . Le modèle décrit précédemment permet de suivre l'évolution des charges en fonction du temps. Ainsi, sur la figure 3.12, 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 photon. 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.

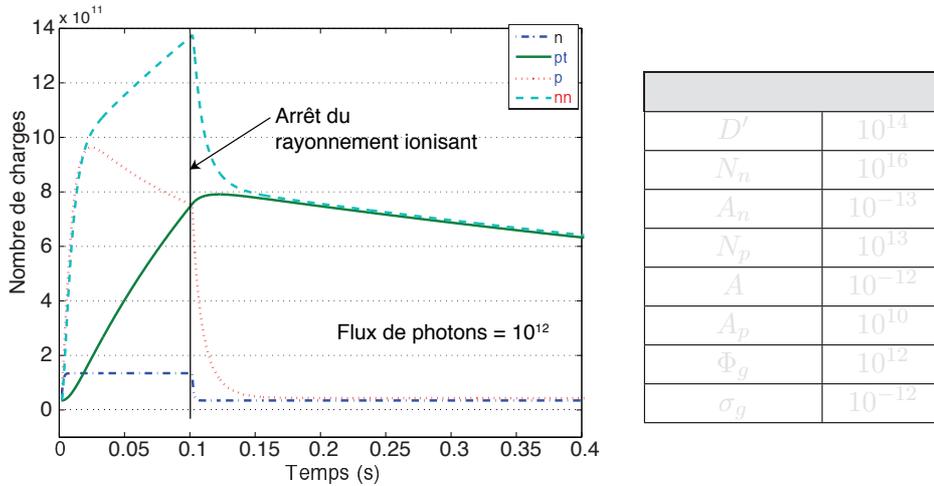


FIGURE 3.12 – Evolution des différentes populations en fonction du temps

Utiliser un modèle microscopique est intéressant car il traduit de façon assez intuitive les phénomènes physiques mis en jeu, et permet de dégager rapidement des tendances. Toutefois, il n'est pas toujours facile de relier les paramètres du modèle à des grandeurs macroscopiques, étape pourtant indispensable pour réaliser une modélisation quantitative. On peut toutefois dégager assez facilement des ordres de grandeur pour la plupart des paramètres, ce que nous faisons dans la section suivante.

### 3.4.2 Estimation des paramètres du modèle de Chen

Les paramètres utilisés dans le modèle sont microscopiques et, par conséquent, il est difficile de les corréler avec des expériences réalisées sur des fibres optiques. Nous pouvons toutefois tâcher de les rapprocher de grandeurs macroscopiques.

- Ainsi, le nombre  $D'$  de paires électrons/trous générées lors de l'irradiation peut être exprimé en terme de débit de dose. Pour cela, repartons de la définition de la dose : rappelons que la dose est l'énergie déposée (en joule) dans la matière, par unité de poids. Le nombre d'ionisations possibles est lié à la densité d'atomes dans la quantité de matière considérée ainsi qu'à l'énergie d'ionisation du matériau. En effet, puisqu'il s'agit de particules de haute éner-

gie, bien supérieure à celle du gap, on peut considérer que cet effet ne dépend pas de l'énergie des photons gamma considérés mais bien de l'énergie totale déposée. Dans le cas de nos expériences, on peut négliger l'absorption des rayons gamma par la silice de par la géométrie des fibres (épaisseur de silice très faible), et donc considérer une génération homogène de paires électron-trou dans le matériau. Ainsi, le nombre de paires générées dans ce processus est simplement calculé en pondérant le nombre total d'ionisations possible par la densité d'atomes présents :

$$\text{nombre de paires}(cm^{-3}) \propto \frac{\text{Energie déposée}}{\text{Energie d'ionisation}} \times \text{Masse volumique} \quad (3.13)$$

Dans le cas de la silice  $SiO_2$ , et en prenant l'hypothèse "simpliste" que le rendement du phénomène d'interaction qui prédomine ici, pour l'énergie du photon gamma voisine des 1 Mev, est de 1, on peut calculer le nombre de paires générées lorsque l'on dépose 1 rad [131] :

$$\text{nombre de paires}(cm^{-3}) = \frac{\overbrace{10^{-5}}^{\text{Conversion en eV}}}{q} \times \frac{1}{E_{SiO_2}} \rho_{SiO_2} \quad (3.14)$$

Où :

$$q = 1,6 \cdot 10^{-19} (J), E_{SiO_2} = 17eV, \rho_{SiO_2} = 2,2 g.cm^{-3}.$$

Si l'on considère que la dose déposée est de 300Gy, cela correspond à la création d'environ  $2,4 \cdot 10^{17}$  paires. $cm^{-3}$  dans la silice et cinq à dix fois plus dans du silicium. Ces densités sont à comparer avec celles naturellement présentes dans les matériaux cibles. Par exemple, la densité de charges dans un métal, de l'ordre de  $10^{22}$ - $10^{23} cm^{-3}$  (exemple du cuivre) est trop importante pour que ce dernier soit perturbé. Cela explique l'insensibilité des métaux à l'effet de dose. Il n'en est pas de même pour les isolants tels que la silice qui, à l'équilibre, n'ont pas la densité de porteurs libres qui permettraient le retour à l'équilibre par recombinaison des charges qui ne peuvent se libérer thermiquement. Cela entraîne donc l'accumulation de charges piégées relativement profondément et, comme nous l'avons vu précédemment, la création de bandes d'absorption.

- La densité de pièges à trou  $N_p$  peut être estimée par des mesures de résonance paramagnétique (RPE) [113]. Cette technique est basée sur l'étude de la réponse d'un matériau à une stimulation électromagnétique. Ainsi, au niveau atomique, les espèces paramagnétiques vont rentrer en vibration lorsqu'elles sont soumises à certaines fréquences. L'analyse du spectre d'absorption (ou de sa dérivée) permet d'identifier les liaisons mises en jeu et donc de déterminer la structure d'un piège. En absence de telles mesures, on peut tout de même procéder comme suit : si l'on considère qu'il existe un piège prédominant (par

exemple un piège lié à l'aluminium), on peut, alors, postuler que l'ordre de grandeur du nombre de pièges est relativement proche du nombre d'atomes d'aluminium, en tout cas il est proportionnel au premier ordre. Autrement dit un point de départ consiste à injecter un nombre de pièges correspondant à la concentration en aluminium.

- La section efficace d'interaction avec le piège considéré  $\sigma$  représente la probabilité que les charges piégées soient dépiégées par le flux lumineux. Cette section efficace est fortement dépendante de la longueur d'onde car plus la longueur d'onde du flux lumineux sera proche de celles de la bande d'ARI, plus celle-ci sera blanchie de manière efficace.
- Les différents taux de piégeage des charges  $A$ ,  $A_p$ ,  $A_n$  sont des paramètres relativement difficiles à déterminer. Ces paramètres nécessitent des expérimentations lourdes à mettre en oeuvre sous irradiation, ils seront par conséquent ajustés pour se rapprocher des résultats expérimentaux en mesure d'ARI.

### 3.4.3 Application à une fibre optique

Ce modèle a l'avantage de pouvoir donner une base physique sur la prise en compte des différents mécanismes se produisant lors de l'irradiation d'une fibre optique. Ainsi, la sortie de ce modèle est un coefficient d'absorption radio induite qui va pouvoir être intégré par la suite au modèle d'AOFD présenté dans le chapitre 2. Ce coefficient que l'on nommera  $\alpha_{ARI}$ , est calculé pour chaque  $dz$  de la fibre, et peut s'écrire de la façon suivante :

$$\alpha_{ARI}(D, \lambda, P_{opt}) = p_t(D, P_{opt}(z))\sigma_{ARI}(\lambda) \quad (3.15)$$

$p_t$  est la densité volumique de charge piégées ( $m^{-3}$ ), et  $\sigma_{ARI}$  est la section efficace d'absorption du piège à une longueur d'onde donnée.

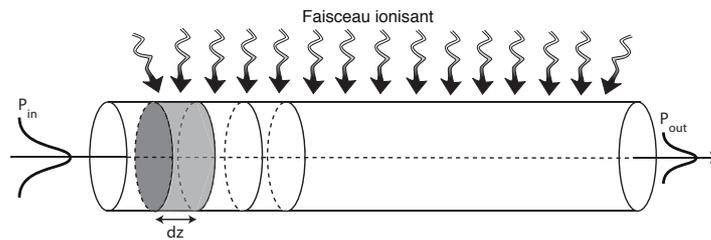


FIGURE 3.13 – Irradiation d'une fibre optique

L'évolution de la puissance optique dans une fibre optique va dépendre du coefficient  $\alpha_{ARI}$  et de la diffusion,  $\alpha_{diff}$ . On peut donc écrire l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dP_{opt}}{dz} = -P_{opt}\alpha_{ARI}(D, \lambda, P_{opt}) - P_{opt}\alpha_{diff} \quad (3.16)$$

Notons que, bien que physiquement, l'effet de  $\alpha_{ARI}$  ressemble plus à un effet de d'absorption que de diffusion, il est modélisé ici par une équation type diffusion. Mais cet effet d'absorption donne lieu à un effet de guérison (i.e. de changement d'espèce) et pas à l'excitation d'une population. Ainsi, les effets de "saturation d'absorption" n'existent pas, au mieux le seul effet de saturation possible serait d'avoir entièrement guéri le matériau, ce que nous prenons déjà en compte grâce au modèle de R. Chen complété. Ainsi, d'un point de vue optique, l'effet de  $\alpha_{ARI}$  est quantitativement comparable à un mécanisme type diffusion (mais physique différente). Grâce aux équations 3.12, 3.15 et 3.16, on peut simuler l'évolution de l'ARI en fonction de la dose déposée pour différentes puissances optiques injectées dans la fibre (fig. 3.14).

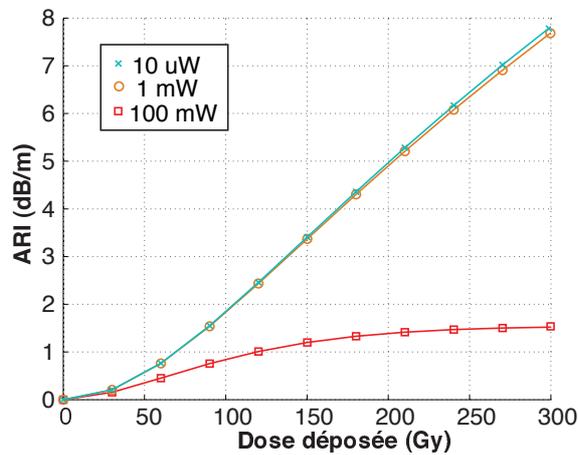


FIGURE 3.14 – Effet de la guérison optique sur une fibre optique

Nous constatons aisément sur la figure Fig. 3.14 l'impact que peut avoir la guérison optique sur l'ARI. En effet, pour des puissances relativement faibles  $10\mu\text{W}$  et  $1\text{mW}$ , l'ARI calculée change relativement peu et reste proche de  $7,5\text{ dB/m}$  après  $300\text{Gy}$ . En revanche, si l'on considère une puissance de  $100\text{mW}$ , l'impact sur l'ARI est significatif puisque cette dernière n'atteint que  $1,5\text{dB/m}$  pour la même dose déposée. Ces résultats préliminaires sont à relativiser car ils sont basés sur une estimation de nombreux paramètres notamment de la section efficace de blanchiment du piège par le flux lumineux. Afin rendre ce modèle un peu plus quantitatif, il est nécessaire de mener différentes expérimentations sous irradiations. On peut toutefois garder à l'esprit que l'ARI est une quantité qui peut varier entre le début et la fin de la fibre, en fonction des conditions d'irradiation, du nombre de pièges et de l'effet de la guérison.

### 3.5 Caractérisation des fibres actives sous irradiations

#### 3.5.1 Etude qualitative : spectre d'ARI

La signature macroscopique des pièges correspond à l'apparition de bandes d'absorption. L'obtention des spectres d'Absorption Radio Induite permet donc de connaître les pièges qui sont présents dans la fibre.

Cette mesure nécessite l'utilisation d'une source blanche ainsi qu'un analyseur optique et présente l'inconvénient d'être difficilement réalisable en ligne. 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, notamment les switches. D'autre part, les rallonges qui permettent de déporter les échantillons de fibre sous test ne sont pas monomodes aux faibles longueurs d'onde ( $\lambda < 900\text{ nm}$ [132]). 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 d'ARI post-irradiation en mesurant la transmittance d'un échantillon vierge puis celle d'une fibre irradiée. Le banc expérimental utilisé pour ces mesures est présenté sur la figure 3.15.

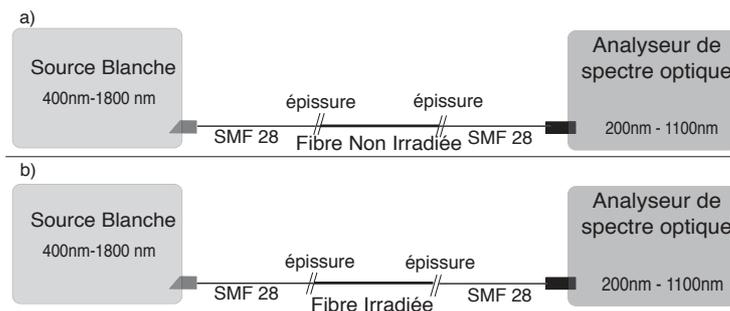


FIGURE 3.15 – Schéma du banc expérimental permettant la mesure de spectres d'ARI

La difficulté de cette mesure réside dans le fait que la fibre irradiée absorbe beaucoup dans les longueurs d'onde comprises dans l'UV/visible nous travaillons donc avec des longueurs d'échantillons faibles. Cependant, ces derniers doivent être suffisamment longs pour avoir une bonne dynamique de mesure, ce qui nécessite la réalisation d'un cutback. Sur la figure 3.16 sont représentés des spectres d'ARI obtenus sur des fibres irradiées aux rayons gamma après 3 semaines à température ambiante, une petite partie des pièges aura donc pu être guérie de façon thermique.

De plus, ces mesures, du fait qu'elles n'aient pas été réalisées en ligne et considérant l'aspect multimode du guide d'onde, ne permettent pas une connaissance très précise du niveau d'ARI généré par les irradiations. L'information est donc purement qualitative mais permet de dégager des tendances notamment sur la signature des défauts dans le visible. En effet, on remarque que l'absorption est beaucoup plus forte dans le visible que dans le proche infrarouge, cela est conforme à la signature

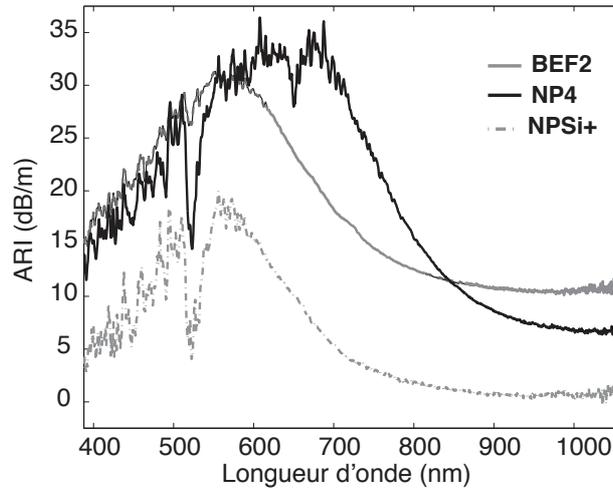


FIGURE 3.16 – Spectres d’ARI après 300 Gy dans le visible et proche IR.

des défauts répertoriés dans les tableaux 3.1 et 3.2. On s’aperçoit toutefois que la longueur d’onde 980nm est impactée par la queue d’absorption de ces défauts.

Malheureusement, le résultat obtenu (fig. 3.16) montre qu’il sera difficile de déconvoluer les spectres pour pouvoir identifier les pièges concernés, car nous avons plus une "zone large d’absorption" que des signatures localisées identifiables. Malgré cela, on peut noter que, comme attendu, l’ARI de la fibre  $NP_{Si+}$  est sensiblement moins forte que les fibres  $BEF_2$  et  $NP_4$ . De plus, la fibre  $NP_4$  affiche une dépendance spectrale assez différente des autres fibres, la plage de forte absorption semble élargie par rapport à une fibre type BEF. Cet effet n’est pas bien compris et n’a pas été spécifiquement étudié dans le cadre de ce document, mais il signifie qu’il existe un "effet nanoparticules" (autrement dit : des pièges spécifiques aux nanoparticules) en ce qui concerne les fibres dopées au nanoparticules d’aluminium, effet qui va dans le sens, hélas, d’une tenue aux irradiations diminuée. Ainsi, bien que ces fibres contiennent moins d’aluminium qu’une fibre type "BEF" à concentration d’erbium constante, cette mesure laisse à penser que les fibres dopées au nanoparticules d’aluminium ne sont éventuellement pas de bonnes candidates pour les applications spatiales, à cause de pièges spécifiques. En revanche, la fibre  $NP_{Si+}$  semble avoir un potentiel très intéressant.

### 3.5.2 Etude quantitative : mesure de l’ARI en ligne

#### 3.5.2.1 Banc expérimental

Une partie importante de ce travail de thèse a été portée sur le développement et la réalisation d’un banc de test automatisé permettant de monitorer "in situ" l’effet des irradiations sur des fibres optiques dopées. Ce banc, représenté de manière synthétique sur la figure 3.17, permet la mesure de la dégradation des fibres optiques

selon 3 configurations différentes :

- Configuration "*Amplificateurs Allumés*" : 4 diodes de pompe indépendantes sont utilisées, et une diode laser 1550nm, dont la puissance est divisée en 4, puis couplée au 980nm grâce à 4 multiplexeurs. Les diodes de pompe sont allumées en permanence afin que les fibres puissent bénéficier de la guérison optique.
- Configuration "*Amplificateurs Eteints*" : une seule diode de pompe et un laser 1550nm sont couplés grâce à un multiplexeur et un switch oriente les signaux optiques vers les fibres coupées à la longueur optimale. Les sources sont allumées uniquement pendant le temps de la mesure.
- Configuration "*ARI*" : un laser 980nm et un laser 1550nm sont atténués pour être en régime "petit signal" (où l'absorption ne dépend pas de la puissance optique), et le switch oriente les signaux vers les fibres dont les longueurs ont été choisies afin de ne pas dépasser le plancher de mesure en fin d'irradiation.

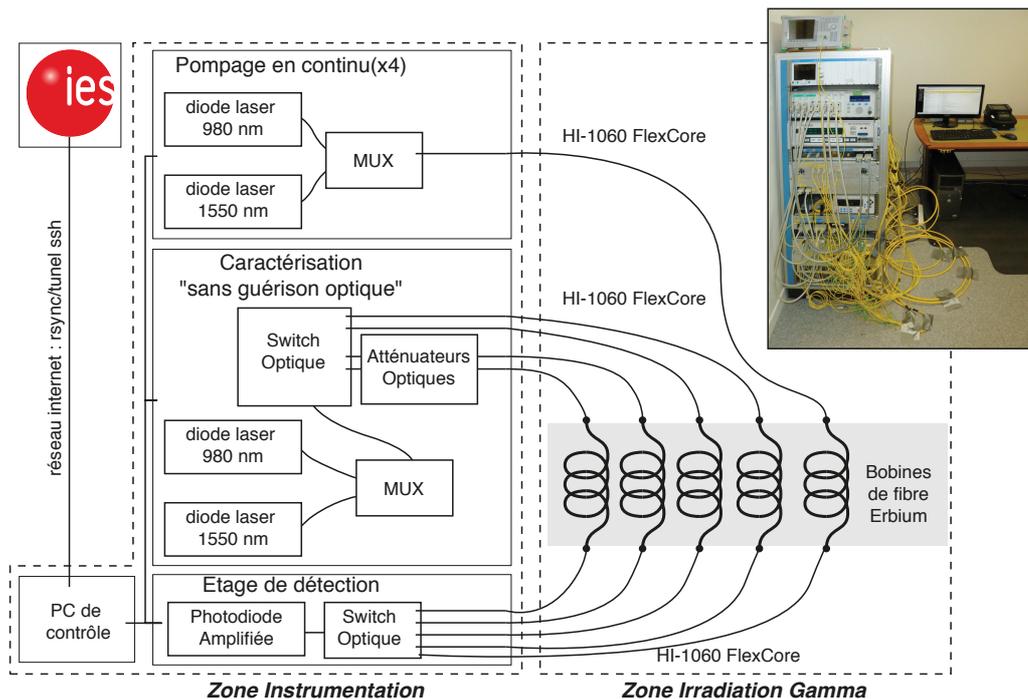


FIGURE 3.17 – Schéma du banc expérimental permettant la mesure en ligne de la dégradation des fibres.

Après étalonnage, nous estimons l'erreur de mesure de ce banc de mesure à  $\pm 0.2dB$  (dominé par l'effet de la commutation des switches et le déplacement des fibres pendant l'irradiation).

Comme nous l'avons vu, l'effet macroscopique des irradiations sur les fibres optiques se manifeste sous la forme d'une atténuation qui va augmenter en fonction de la dose déposée. Afin de pouvoir mesurer de façon quantitative cette atténuation nous avons utilisé le banc décrit précédemment. Cette mesure n'est pas sans difficulté car nous travaillons à des puissances optiques faibles ( $P_{in} = -25\text{dBm}$ ) pour être à la fois en régime d'absorption petit signal et pour éviter tout effet de guérison d'origine optique. Cela nécessite de choisir de manière adéquate la longueur de l'échantillon  $L_{ech}$  de fibre à tester. En effet, il y a un compromis entre la sensibilité de la fibre aux radiations et la limite de détection du système de mesure, en l'occurrence, ici, le courant d'obscurité  $I_{obs}$  de la photodiode. Ainsi, la puissance optique  $P_{out}$  qui va être mesurée en sortie du montage peut être estimée avec la formule suivante :

$$P_{out} = P_{in} - (\alpha_{\lambda}L_{ech} + ARI_{\lambda}L_{ech} + PI) \quad (3.17)$$

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

L'ordre de grandeur de l' $ARI_{\lambda}$  peut alors être estimée, comme nous le verrons par la suite, en connaissant le taux d'aluminium dans la fibre. On peut finalement calculer l'Absorption Radio-Induite exprimée en  $dB.m^{-1}$  en fonction du temps et pour deux longueurs d'onde :

$$ARI_{\lambda}(t) = \frac{10}{L_{ech}} \log_{10} \left( \frac{P_{out}(t_0, \lambda)}{P_{out}(t, \lambda)} \right) \quad (3.18)$$

On note que pour cette mesure, il suffit de mesurer  $P_{out}(t)$  étant donné que 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. Usuellement, on normalise l'ARI par la dose déposée à condition que le comportement soit linéaire, on obtient alors une ARI en  $dB.m^{-1}.Gy^{-1}$ . Cela rend plus facile la comparaison de résultats obtenus sur des fibres irradiées dans des conditions similaires, mais pas forcément exactement identiques.

### 3.5.2.2 Influence de la guérison optique

Avant de s'intéresser aux résultats expérimentaux et à leur exploitation, nous vérifions ici si nos mesures d'ARI ne sont pas entâchées par de la guérison optique<sup>1</sup>. Autrement dit, il s'agit de vérifier que nous ne guérissions pas la fibre lorsque nous l'interrogeons avec les sources laser. Cela est fondamental car cela conditionne la possibilité d'utiliser ou pas la valeur de l'ARI telle qu'on la mesure dans une modélisation d'amplificateur dégradé.

1. On ne peut de toute façon pas faire grand chose contre la guérison thermique, de plus la température moyenne dans un satellite est proche de l'ambiante au sol. Toutefois, pour être précis, il faudrait prendre en compte les grandes variations de température dans les satellites (-40 jusqu'à +70 °C) et en modéliser l'impact.

Pour cela, nous éclairons la fibre avec des temps différents mais toujours avec des puissances faibles  $< -25$  dBm. L'énergie apportée étant fonction du nombre de photons ainsi que de leur longueur d'onde, nous pouvons soit augmenter la puissance soit augmenter la durée d'exposition. La mesure d'ARI n'ayant de sens qu'en dessous des puissances de saturation nous avons opté pour la seconde solution. Les fibres sont donc éclairées avec une puissance optique faible constante mais avec des temps d'exposition différents. Ainsi nous avons choisi 3 durées d'exposition différentes : un temps minimum  $t_{min}$  qui est celui nécessaire à la mesure, un temps intermédiaire  $t_{int} \approx 40 \times t_{min}$ , et le temps maximum  $t_{max}$  est fixé à  $\approx 200 \times t_{min}$ .

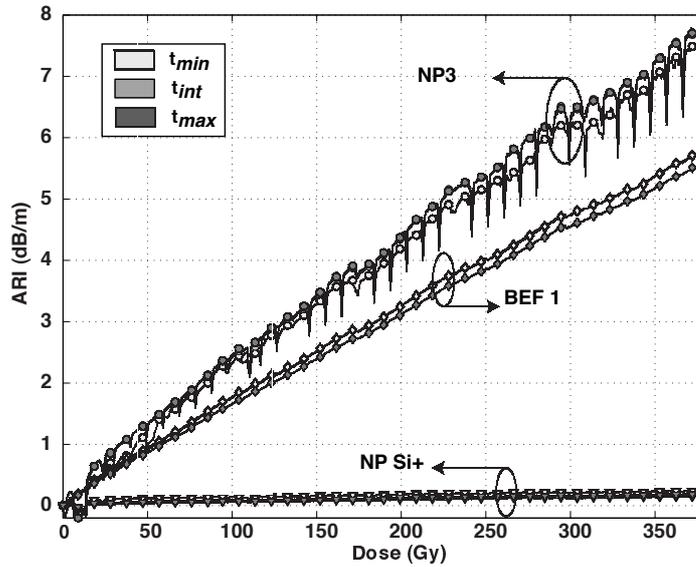


FIGURE 3.18 – Influence de la guérison optique sur la mesure de l'ARI (0,4Gy/h)

Les résultats, présentés sur la figure 3.18 et synthétisés dans le tableau 3.4, montrent que la guérison optique est négligeable lorsque nous éclairons la fibre pour mesurer son ARI. En effet, nous observons une très faible dispersion des valeurs d'ARI en fonction de la durée d'éclairement.

### 3.5.2.3 Influence de la guérison thermique

L'influence de la guérison thermique n'a pas été étudiée en profondeur dans ce travail de thèse. En effet, la littérature montre que les températures d'activation des pièges sont relativement élevées ( $>400$ K). En considérant une équivalence temps/température (via la loi d'Arrhénius), il faudrait attendre 10 ans pour commencer à guérir les défauts à température ambiante! Or la température dans un satellite en orbite est estimée entre  $-40^{\circ}\text{C}$  et  $+70^{\circ}\text{C}$ , ce qui laisse penser que la guérison d'origine thermique n'aura pas trop d'impact lors d'une mission.

$NP_{Si+}$	0,64	$7,4.10^{-3}$	$5,1.10^{-4}$
$NP_{Si+}$	23,25	$2,7.10^{-1}$	$4.10^{-4}$
$NP_{Si+}$	139,5	1,6	$4,9.10^{-4}$
$BEF_1$	0,64	$7,4.10^{-3}$	$1,53.10^{-2}$
$BEF_1$	23,25	$2,7.10^{-1}$	$1,53.10^{-2}$
$BEF_1$	139,5	1,6	$1,48.10^{-2}$
$NP_3$	0,64	$7,4.10^{-3}$	$2,01.10^{-2}$
$NP_3$	23,25	$2,7.10^{-1}$	$2,06.10^{-2}$
$NP_3$	139,5	1,6	$2,07.10^{-2}$

TABLE 3.4 – ARI mesurées en ligne pour différents éclaircements. l'énergie est calculé grâce à la formule  $E_{opt} = P_{opt}\Delta t$

### 3.5.2.4 Résultats

Nous présentons ici des résultats expérimentaux typiques obtenus avec le banc expérimental décrit précédemment lors d'une irradiation aux rayons gamma à faible débit (0,4Gy/h) pour une dose déposée totale de 300Gy. A travers les figures 3.19-a et 3.19-b, on s'aperçoit que l'évolution de l'ARI en fonction de la dose est quasi linéaire.

Nous pourrions donc exprimer l'ARI des fibres en  $m^{-1}.Gy^{-1}$  avec l'expression suivante :

$$ARI(m^{-1}.Gy^{-1}) = \frac{ARI(dB.m^{-1}.Gy^{-1})}{4,34} \quad (3.19)$$

Si l'on s'intéresse aux valeurs absolues d'ARI normalisées, présentées dans le tableau 3.5, on se rend compte que l'ARI mesurée à 980 nm est 3 à 5 fois plus élevée que celle mesurée à 1550nm. Cela va dans le sens où les pièges observés sont situés majoritairement dans la partie UV-visible du spectre.

Nous avons également reporté dans le tableau 3.5 l'ARI mesurée sur l'ensemble des fibres testées irradiées à faible débit (0,4Gy/h), ainsi que les conditions de mesure.

Enfin, nous noterons que la fibre la moins sensible des fibres testées est la fibre  $NP_{Si+}$ . Ce résultat renforce l'idée que l'aluminium est le principal responsable de la sensibilité des fibres dopées erbium aux radiations.

### 3.5.2.5 Interprétation

La dépendance de l'ARI à la présence d'aluminium est une chose bien connue. Aussi, nous reportons ces résultats de mesures d'ARI en fonction du taux d'aluminium estimé via l'absorption à 1480nm normalisée (fig. 3.20). Le résultat est que nous obtenons une tendance assez linéaire, ce qui tend à corroborer le fait que

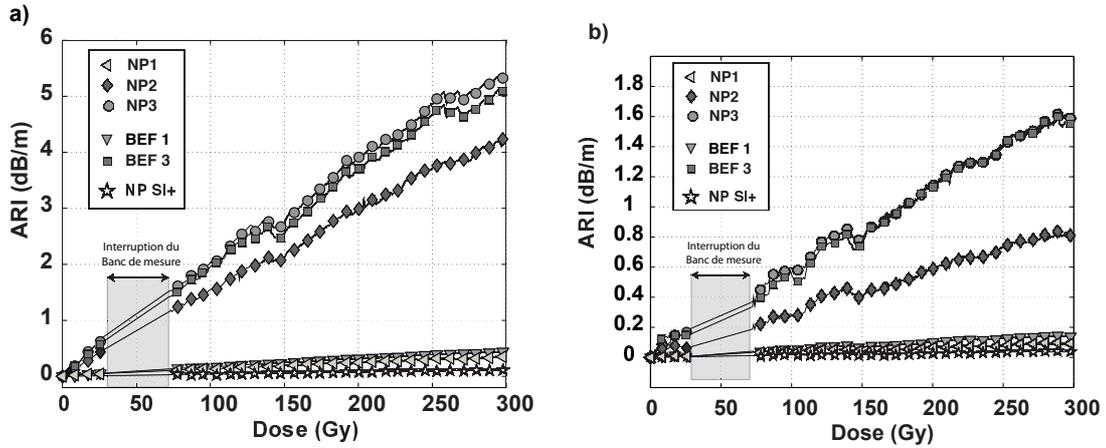


FIGURE 3.19 – Evolution de l’ARI en fonction de la dose déposée pour différentes fibres à faible débit (0,4 Gy/h) a) à 980 nm b) à 1550 nm

c’est bien la concentration en aluminium qui définit la dégradation de la fibre. La signification physique de l’ordonnée à l’origine est liée au fait qu’en absence d’aluminium, l’erbium plongé dans une matrice de silice subit déjà un élargissement homogène/inhomogène.

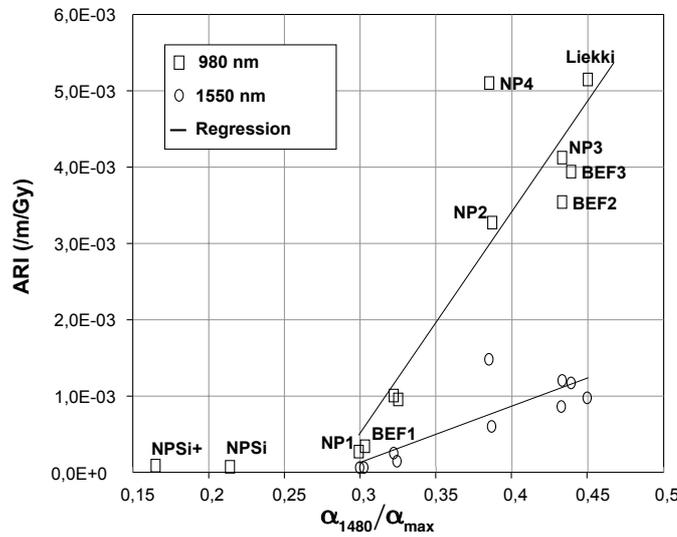


FIGURE 3.20 – ARI à 0,4Gy/h vs  $\alpha_{1480}/\alpha_{max}$ . Les fibres à nano-particule de silice ont été reportées à titre indicatif.

Ce résultat, s’il semble normal pour de faibles concentrations en aluminium, est surprenant pour les fibres contenant beaucoup d’aluminium. En effet, pour ces fibres, l’ARI devrait suivre le taux d’aluminium réel (fourni par le fondeur) et pas l’absorption aluminium normalisée par l’absorption erbium maximum (rappelons

$NP_1$	0-2	0,299	22	$2,7 \cdot 10^{-4}$	$7,2 \cdot 10^{-5}$
$NP_2$	2-4	0,387	3,5	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$6,3 \cdot 10^{-4}$
$NP_3$	4-6	0,43	2	$4,1 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
$NP_4$	2-4	0,385	3	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
$NP_{Si}$	0	0,214	30	$7,1 \cdot 10^{-5}$	$8,3 \cdot 10^{-5}$
$NP_{Si+}$	0	0,164	30	$8,8 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-5}$
$BEF_1$	0-2	0,303	13	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$
$BEF_2$	5-7	0,434	3	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$8,8 \cdot 10^{-4}$
$BEF_3$	5-7	0,439	2	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$
$BEF_{Liekki}$	NC	0,45	2	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$9,9 \cdot 10^{-4}$

TABLE 3.5 – Principales caractéristiques des fibres testées en environnement radiatif (débit = 0,4Gy/h).

que les deux ne sont pas proportionnels comme le montre la figure 2.11. Quoiqu'il en soit, malgré cette dernière remarque, cette "loi affine" serait au moins vraie pour des taux d'aluminium assez faibles qui sont ceux qui nous concernent le plus à priori pour les applications spatiales. Ainsi, on peut écrire par exemple l'ARI à 980 nm sous la forme :

$$ARI_{980} \approx K_2 \times \frac{\alpha_{1480}}{\alpha_{max}} + K_3 \quad (3.20)$$

Autre résultat étonnant : cette tendance assez linéaire concerne aussi bien les fibres standard "BEF" que les fibres à nanoparticules dopées aluminium, ce qui est intuitivement anormal. En effet, sur l'axe des abscisses la quantité d'aluminium est représentée par l'absorption normalisée à 1480nm. Or, dans une fibre à nanoparticules dopées aluminium, on s'attend à ce que les ions aluminium soient tous placés à proximité des atomes d'erbium. Ainsi, à quantité d'aluminium constante, on obtient un élargissement inhomogène plus grand, comme cela a été montré en §1.6.2 ; les fibres à nanoparticules devraient donc présenter une tendance séparée, et afficher des niveaux d'ARI plus faibles à  $\alpha_{1480}/\alpha_{max}$  constant. Le fait d'observer une tendance commune est vraisemblablement une coïncidence, qui fait que l'amélioration apportée par la réduction du taux d'aluminium est compensée presque totalement par une nouvelle population de pièges spécifiques aux technologies type nanoparticules de silice dopée aluminium. Cela va dans le sens des relevés spectraux observés précédemment, figure 3.16.

Au final, on peut retenir que malgré des physiques assez différentes, les deux catégories de fibres donnent des résultats comparables sous irradiation et que l'équation 3.20 représente une tendance globale pour toutes les fibres contenant de l'aluminium que nous avons pu caractériser.

## Conclusion

A 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 consiste en une augmentation de l'absorption de fond de la fibre optique, aussi appelée Absorption Radio-Induite.

En nous appuyant sur une étude bibliographique des défauts dans les fibres, ainsi que sur des mesure d'ARI en ligne, nous avons constaté que la dégradation des fibres est plus importante à la longueur de la pompe qu'à celle du signal. Cela est dû au fait que la majorité des défauts se situent dans l'UV-visible.

Nous avons développé un modèle permettant de simuler l'ARI dans une fibre optique. Ce modèle inspiré par les travaux de R. Chen, considère l'influence de la guérison optique et permet d'obtenir l'évolution de l'ARI en fonction de la dose et de la longueur de la fibre. Cela est d'autant plus important que, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, la répartition des puissances optiques au sein d'un AOFD n'est pas du tout uniforme.

L'idée du chapitre qui suit est d'utiliser le modèle d'AOFD décrit dans le chapitre 2 dans lequel va être inséré le modèle de fibre irradiée développé dans le chapitre 3 pour obtenir un modèle d'AOFD irradié.

Il reste toutefois une question brûlante : est-ce qu'une fibre qui présente une faible ARI est forcément une fibre qui fera un bon amplificateur ? Nous verrons au chapitre suivant que les choses ne sont pas aussi simples que cela.

# Comportement de l'AOFD en environnement radiatif

---

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>121</b>
<b>4.2</b>	<b>Etude en configuration co-propagative</b>	<b>122</b>
4.2.1	Configuration	122
4.2.2	Evolution du gain en fonction de la dose	122
4.2.3	Interprétation macroscopique : évolution de la longueur optimale	124
4.2.4	Evolution du "Noise Factor" en fonction de la dose	125
4.2.5	Limites des fibres "silice pure", compromis sur l'introduction d'aluminium	126
<b>4.3</b>	<b>Facteur de dégradation</b>	<b>127</b>
4.3.1	Sélection des fibres en vue de réaliser un AOFD	127
4.3.2	Pertinence du facteur de dégradation	129
<b>4.4</b>	<b>Modélisation de l'AOFD sous irradiation</b>	<b>131</b>
4.4.1	Description	131
4.4.2	Confrontation modèle/expérience	133
<b>4.5</b>	<b>Influence de la guérison optique : Approche expérimentale</b>	<b>138</b>
4.5.1	Pompe allumée en permanence	138
4.5.2	Pompe et Signal allumés en permanence	139
<b>4.6</b>	<b>Configuration durcie</b>	<b>140</b>
	<b>Conclusion</b>	<b>142</b>

---

## 4.1 Introduction

Ce chapitre s'organise autour des résultats expérimentaux obtenus lors de l'étude des AOFD sous radiations, en se basant sur les caractérisations et modélisations réalisées dans le second chapitre. Ce travail s'appuie également sur l'étude du comportement des fibres dopées erbium sous rayonnement gamma réalisée dans le troisième chapitre. A ce stade du document, nous avons examiné tous les paramètres qui vont permettre d'aboutir à la sélection des amplificateurs irradiés, à travers une étude basée à la fois sur des expériences et de la modélisation.

Dans un premier temps, nous montrons les résultats expérimentaux obtenus sur des amplificateurs utilisant les fibres déjà décrites dans ce manuscrit. Nous donnons

une première interprétation de l'effet de la dégradation en termes de coefficients macroscopiques. Il s'agit d'abord de montrer que le classement des fibres dopées en vue de réaliser un AOFD sur le seul critère de l'ARI est insuffisant. Aussi nous définissons un nouveau critère de classement pour les fibres actives, et nous en montrerons la pertinence en le confrontant aux résultats obtenus sur des amplificateurs irradiés. Les amplificateurs seront étudiés en mesurant l'évolution, sous rayonnement gamma, de paramètres dit "systèmes" tels que le gain ou le facteur de bruit, grâce au banc expérimental décrit dans le chapitre 3. Nous appuierons ces relevés expérimentaux par des simulations basées sur le modèle présenté dans le chapitre précédent.

Enfin, nous étudierons plus en détail le rôle de la guérison optique et, nous proposerons une architecture de durcissement permettant de limiter l'effet des irradiations sur les AOFDs.

Nous nous intéressons, plus précisément dans ce chapitre, aux amplificateurs optiques en configuration "Booster", en ayant pour référence les exigences des industriels du spatial. Ainsi le cahier des charges, relativement ambitieux, défini par TAS, précise que la puissance d'un AOFD après 300Gy doit être supérieure ou égale à 17dBm pour une configuration "Booster", soit typiquement une réduction du gain qui ne doit pas dépasser 2 dB.

## 4.2 Etude en configuration co-propagative

### 4.2.1 Configuration

Les longueurs des AOFDs testés en condition d'irradiation  $L_{AOFD}$  sont légèrement inférieures aux  $L_{opt}$ . En effet, on sait que couper un amplificateur en deçà la longueur optimale peut être un moyen simple de durcir un amplificateur, car de façon intuitive, la dégradation totale vaut  $ARI \times \text{longueur}$ . Aussi, réduire la longueur de l'amplificateur peut être bénéfique au vu de l'effet des irradiations. Les configurations AOFD étudiées sont présentées dans le tableau 4.1.

### 4.2.2 Evolution du gain en fonction de la dose

La réduction du gain mesurée en ligne pour chaque amplificateur est présentée en figure 4.1. Ces résultats sont riches en informations et montrent clairement l'avantage du procédé nano-particules de silice.

- Tout d'abord, la voie qui consiste à avoir une fibre la moins sensible pour avoir un amplificateur durci est bien vérifiée car la fibre  $NP_{Si+}$  n'ayant pas d'aluminium, donc une faible ARI, présente la réduction du gain la plus faible.
- La diminution de la longueur optimale grâce au procédé nano-particule qui permet de garder un dopage erbium constant tout en diminuant la concentration en aluminium semble être une bonne solution. En effet, si l'on s'intéresse

$NP_1$	0-2	0,299	$6,3 \cdot 10^{-4}$	20	24	19,7
$NP_2$	2-4	0,387	$3,3 \cdot 10^{-3}$	6	6	19,4
$NP_3$	4-6	0,43	$5,5 \cdot 10^{-3}$	2,5	3,5	19,8
$NP_4$	2-4	0,385	$5,3 \cdot 10^{-3}$	4	4,2	20,4
$NP_{Si}$	0	0,214	NC	45	45	19,5
$NP_{Si+}$	0	0,164	$9,8 \cdot 10^{-5}$	22	25	18,7
$BEF_1$	0-2	0,303	$1,1 \cdot 10^{-3}$	17	17	20,1
$BEF_2$	5-7	0,434	$3,9 \cdot 10^{-3}$	16	17	20,5
$BEF_3$	5-7	0,439	$5,6 \cdot 10^{-3}$	3,6	3,9	20
$BEF_{Liekki}$	NC	0,45	$6,7 \cdot 10^{-3}$	2	NC	NC

TABLE 4.1 – Principales caractéristiques des fibres testées en environnement radiatif (débit = 2,4Gy/h). Les puissances de sortie  $P_{out}$  sont données avant irradiation pour un amplificateur de longueur  $L_{AOFD}$ .

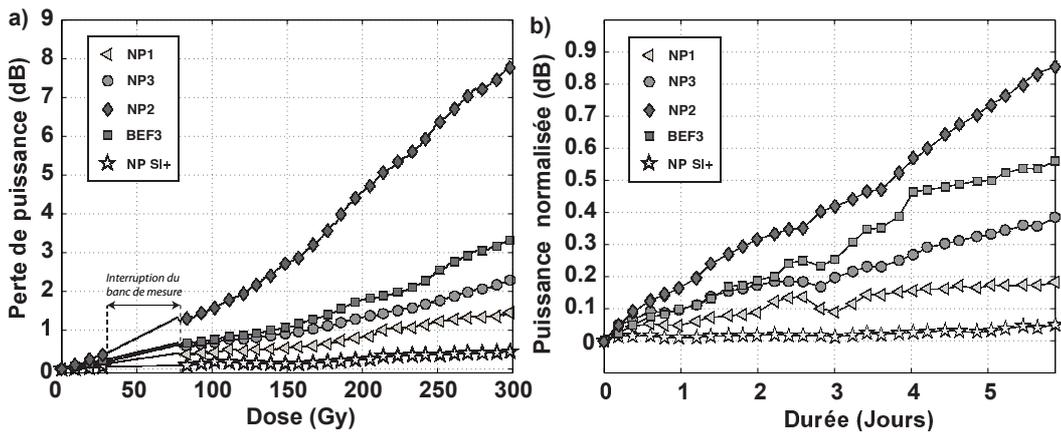


FIGURE 4.1 – Etude d'AOFD "lasers éteints" (Débit de dose = 0,4Gy/h) : a) Perte de puissance en fonction de la dose déposée b) Effet de la guérison après irradiation

aux résultats pour les fibres  $BEF_3$  et  $NP_3$ , qui ont une concentration en erbium comparable, on s'aperçoit que cette dernière permet d'avoir l'amplificateur le moins sensible. Cet aspect est fortement bénéfique pour l'amplificateur, et correspond à la démarche de Gusarov et al. déjà discutée (§3.3.1).

- Cependant, cette idée est à nuancer si l'on considère la valeur de l'ARI. En effet, l'amplificateur le plus court (fibre  $NP_3$ ) présente une sensibilité aux radiations supérieure à l'amplificateur réalisé avec la fibre  $NP_1$  dont la longueur optimale est presque 10 fois plus grande.

### 4.2.3 Interprétation macroscopique : évolution de la longueur optimale

A travers l'étude de l'évolution du gain pour différents AOFDs, nous avons pu remarquer et mettre en évidence l'importance de la longueur optimale. Afin de mieux comprendre le comportement de l'amplificateur nous avons réalisé des cut-back pour les fibres  $NP_{Si+}$  et  $NP_3$  après irradiations.

Les résultats sont présentés figure 4.2. Ils confirment que la fibre  $NP_3$  est beaucoup plus sensible que la fibre  $NP_{Si+}$ . En effet, au bout de 1300 Gy, la réduction du gain totale pour la fibre  $NP_3$  est de plus de 25 dB alors qu'elle n'est que de 3 dB pour la fibre  $NP_{Si+}$ .

De plus, on constate que la longueur optimale a diminué d'un facteur 5 pour la fibre  $NP_3$  mais seulement d'un facteur 1,2 pour la fibre  $NP_{Si+}$ . D'un point de vue physique, cela s'explique par le fait que l'inversion de population n'est plus positive tout au long de la fibre se traduisant par une réabsorption du signal et donc une forte réduction du gain.

La valeur de l'ARI à 980 nm pour la fibre  $NP_3$  étant nettement plus grande que pour la fibre  $NP_{Si+}$ , on en déduit que le pompage ne sera pas efficace au bout d'une certaine dose déposée.

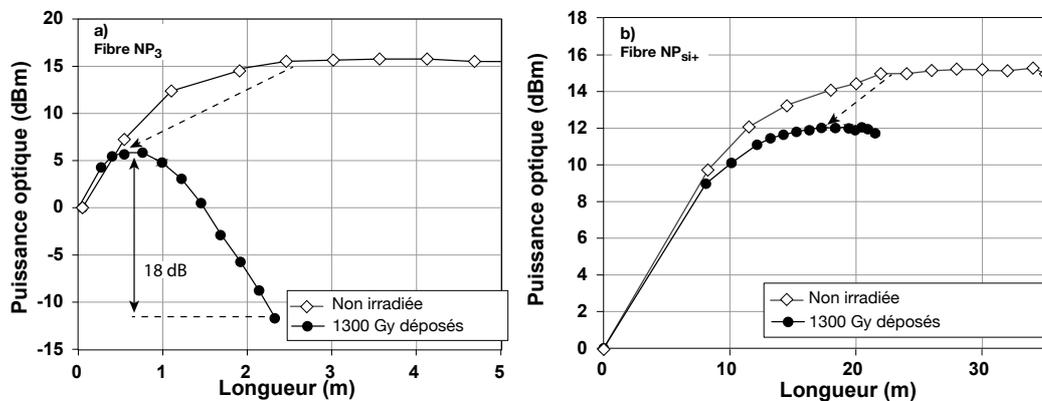


FIGURE 4.2 – Cut-back pré-irradiations pour les fibres  $NP_3$  et  $NP_{Si+}$  (10Gy/h)

A ce stade du document, nous pouvons dire que la technologie de nanoparticules de silice est très intéressante, montrant des valeurs de gain absolu fortes même après des niveaux de dose déposés conséquents (4x supérieurs à la dose spatiale). Industriellement, l'intérêt de ces fibres est qu'elles sont basées sur des technologies simples, compatibles avec les méthodes de fabrication traditionnelles.

Enfin, un résultat utile pour les concepteurs d'amplificateurs est que pour optimiser le fonctionnement d'un amplificateur en fin de vie, il faut lui donner une

longueur optimale qui correspond à la longueur optimale après dépôt de la dose totale. Cela se voit particulièrement bien sur la figure 4.2-a : si la fibre  $NP_3$  avait été coupée à 70cm avant irradiation, elle démontrerait un gain de 6 dB après irradiation alors que coupée à  $L_{opt}$ , elle devient un atténuateur 12dB.

#### 4.2.4 Evolution du "Noise Factor" en fonction de la dose

Nous nous intéressons ici au Noise Factor (NF) qui est un autre paramètre système d'intérêt pour les industriels du spatial. Sa valeur est calculée grâce à la formule 2.45 présentée dans le chapitre 2 de ce manuscrit.

L'étude du Noise Factor, comme nous l'avons présenté au second chapitre a été effectuée sur les fibres  $NP_{Si+}$  et  $NP_3$  grâce à des mesures in-line. La grandeur cruciale à mesurer pour obtenir le facteur de bruit est l'écart entre le niveau d'émission spontanée du laser signal amplifiée par l'AOFD et le niveau d'ESA total constaté en sortie d'amplificateur. Cette valeur est extraite de nos mesures à partir de spectres relevés à l'ASO, recalibrés en fonction de la puissance moyenne d'ASE photodétectée, et passés dans le domaine des fréquences optiques.

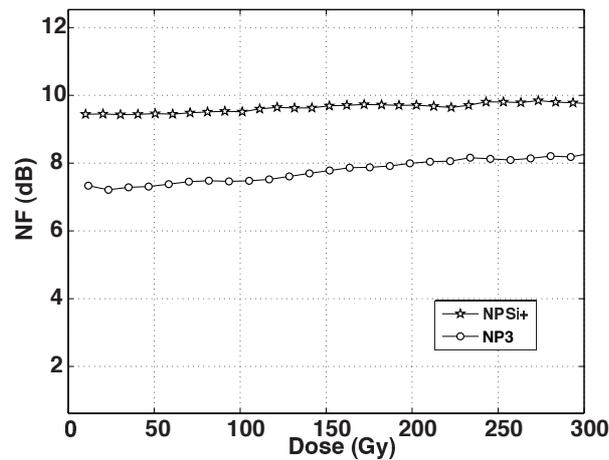


FIGURE 4.3 – Evolution du NF en fonction de la dose pour les fibres  $NP_{Si+}$  et  $NP_3$  (10Gy/h)

L'évolution du facteur du bruit d'un AOFD en fonction de la dose déposée est tracée sur la figure 4.3. Elle montre que le NF n'est que peu impacté par les radiations puisque l'augmentation du NF est inférieure au dB après 300Gy pour les deux fibres considérées. Ce résultat n'est pas totalement intuitif car, comme discuté en §2.5.6.3, le NF dépend fortement du gain. Il peut s'interpréter comme le fait que la fibre, irradiée ou pas, est toujours en régime de saturation du gain dans ces configurations de type "booster". Ainsi, c'est le signal qui consomme le plus l'inversion de population, et il en reste donc moins pour la génération d'émission spontanée.

Enfin, on notera que les valeurs absolues de NF obtenues en début d'irradiation

sont relativement élevées : cela est principalement dû au banc expérimental qui, de par sa complexité, ne permet pas une mesure quantitative fiable. En effet, ce dernier présente de nombreux points où des réflexions relativement intenses (au regard de la sensibilité du NF à la qualité des soudures [89]) peuvent avoir lieu, ce qui va amplifier le NF simplement par l'effet de cavité alors obtenu. Malgré cela, elle permet de dégager des tendances.

Pour conclure, nous pouvons dire que l'augmentation du NF en fonction de la dose ne représente pas une contrainte importante pour l'utilisation des AOFD dans l'espace. En effet, contrairement aux systèmes de télécommunication terrestres, nécessitant de nombreux amplificateurs en cascade pour atteindre des distances importantes, la liaison envisagée est ici une liaison "point-à-point" (satellite à satellite). Ainsi, le signal perçu ne cumule pas les bruits de nombreux systèmes d'amplification mais ne contient que le bruit d'un seul amplificateur. Ainsi, l'évolution du Noise Factor avec les irradiations ne semble pas être un facteur limitant, non seulement parce qu'il se dégrade peu avec les irradiations, mais aussi parce qu'il ne représente pas un point critique du système envisagé, du moins en comparaison avec les liaisons terrestres. En revanche, l'ARI induite est suffisamment importante pour déclencher la défaillance du système à cause de son impact sur le gain.

#### 4.2.5 Limites des fibres "silice pure", compromis sur l'introduction d'aluminium

Nous avons vu à travers des mesures de réduction du gain que la fibre la plus résistante aux radiations était la fibre  $NP_{Si+}$  basée sur la technologie à nanoparticules de silice. Cependant cette fibre, qui ne contient pas d'aluminium, a le principal inconvénient d'avoir un élargissement inhomogène faible et par conséquent un spectre d'absorption très étroit. En effet, comme on peut le constater sur la figure 4.4-b, le spectre en sortie de la fibre  $NP_{Si+}$  est caractérisé par une "bosse" vers 1535nm et un "creux" entre 1540 et 1545nm relativement prononcés.

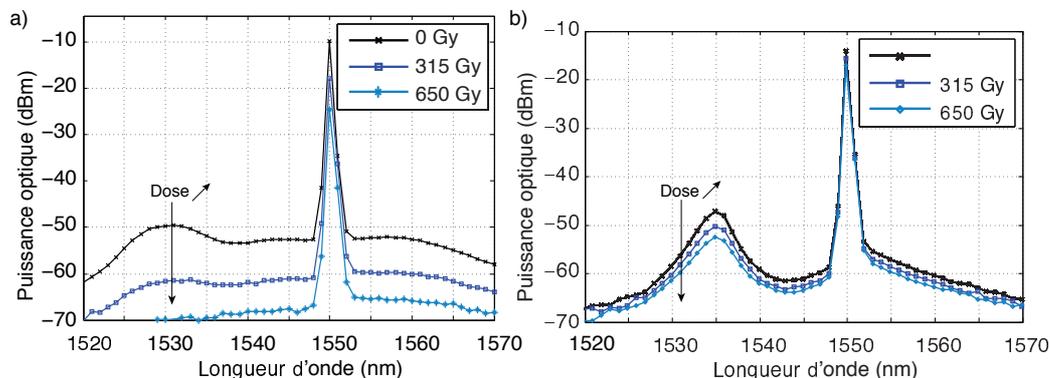


FIGURE 4.4 – Evolution des spectres de sortie lors d'une irradiation gamma (débit = 10Gy/h) : a)  $NP_3$  - b)  $NP_{Si+}$

Cela est propre aux fibres dont la matrice ne contient pas d'aluminium et ne permettant pas un élargissement spectral assez important. Cette fibre qui montre une très bonne tenue aux radiations  $\gamma$  pourra toutefois être utilisée pour des applications "monocanal" ou nécessitant une bande très étroite [133].

## 4.3 Facteur de dégradation

### 4.3.1 Sélection des fibres en vue de réaliser un AOFD

Le meilleur amplificateur n'est pas celui qui est basé sur une fibre dont l'ARI est la plus faible : on l'observe assez facilement sur les relevés expérimentaux si l'on confronte les résultats d'ARI de la table 4.1 aux résultats de puissance de sortie de la configuration AOFD de la figure 4.1. Ceci est encore appuyé par la figure 4.5, qui semble montrer surtout que les meilleurs amplificateurs sont ceux qui ont soit une ARI faible (trivial) soit ceux qui ont une ARI forte (à priori contre-intuitif). Ce dernier résultat est à comprendre comme un signe de la présence de beaucoup d'aluminium, donc l'amplificateur résultat était un amplificateur court, ce qui correspond à l'idée de Gusarov et al. déjà discutée.

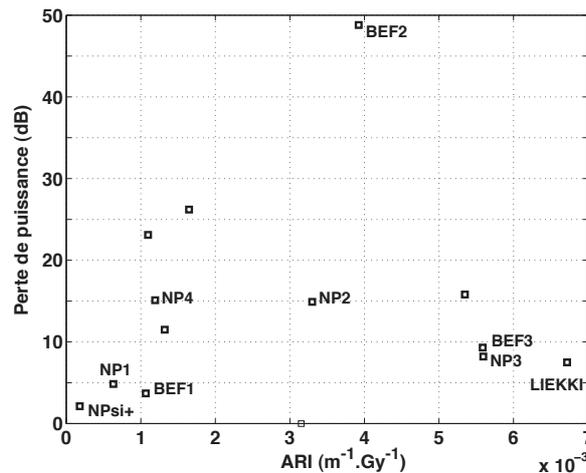


FIGURE 4.5 – Réduction de la puissance de sortie vs ARI.

Ainsi, contrairement à ce qui est habituel avec les fibres passives, l'idée de sélectionner les fibres actives par rapport à leur ARI manque de sens. En effet, le rôle d'un AOFD n'est pas de propager un signal sur une certaine distance, mais bien de l'amplifier ; la longueur importe peu (sauf problématique d'intégration par exemple). Or, la dégradation totale intégrée sur toute la longueur de fibre est d'autant plus grande que l'ARI est forte et/ou que la fibre est longue. Ainsi, la longueur optimale joue un rôle crucial dans la tenue aux radiations de l'amplificateur. Aussi, en première approximation, on peut dire que le critère important n'est pas seulement l'ARI mais plutôt le produit de la longueur optimale  $L_{opt}$  par l'ARI. C'est l'idée qui fut exploitée (intuitivement) par Gusarov et al. lorsqu'il a entrepris de

réaliser un amplificateur durci grâce à sa longueur réduite. A partir de cette remarque, nous allons établir une nouvelle façon de classer les fibres erbium en vue de réaliser des amplificateurs résistants aux radiations.

Comme nous l'avons vu précédemment, les pièges se situent principalement dans l'UV et le visible, et ont donc davantage d'impact au niveau de la longueur d'onde de pompe. C'est donc la perturbation la plus forte que l'on fait sur l'amplificateur (par rapport à un amplificateur non irradié), d'autant qu'elle va impacter directement l'inversion de population. Aussi, nous considérerons donc le produit  $L_{opt} \times ARI_{980}$  pour "classer" les fibres en vue de développer un amplificateur ; on peut donner une première définition d'une quantité que nous appellerons "facteur de dégradation", supposée pertinente. Celui-ci s'écrit simplement :

$$F_{Irrad} = L_{opt} \times ARI_{980} \quad (4.1)$$

Cette définition prend en compte à la fois la sensibilité aux radiations de la fibre dopée seule et aussi la notion d'efficacité en terme d'amplificateur à travers la longueur optimale.

Nous allons maintenant faire évoluer ce facteur pour le rendre aussi dépendant que possible de paramètres de la fibre non-irradiée. Plus haut dans ce document (§2.5.2), nous avons mis en évidence une relation entre la longueur optimale et l'absorption maximale de la fibre autour de 1530 nm. Cela nous amène à réécrire le facteur de dégradation :

$$F_{Irrad} = \frac{K_1}{\alpha_{Er}} \times ARI_{980} \quad (4.2)$$

De plus, dans la section 3.5.2.5, nous avons montré une tendance assez linéaire entre  $\alpha_{1480}/\alpha_{max}$  et la ARI mesurée (eq. 3.20), que nous rappelons ici :

$$ARI_{980} \approx K_2 \times \frac{\alpha_{Al}}{\alpha_{Er}} + K_3 \quad (4.3)$$

Etant données toutes les lois que nous avons plus ou moins empiriquement pu constater, nous pouvons déduire une nouvelle expression du facteur de dégradation, que nous notons  $F_{Techno}$ , décrite ici en fonction de paramètres technologiques seulement :

$$F_{Techno} = K_1 K_2 \frac{\alpha_{Al}}{\alpha_{Er}^2} + \frac{K_3 K_1}{\alpha_{Er}} \approx ARI_{980} \times L_{opt} = F_{Irrad} \quad (4.4)$$

Soit :

$$F_{Techno} = 10,4 \frac{\alpha_{Al}}{\alpha_{Er}^2} - \frac{3,02}{\alpha_{Er}} \quad (4.5)$$

On peut noter que cette nouvelle expression (valable uniquement pour des fibres codopées aluminium) ne dépend que de paramètres avant irradiation et doit donc permettre de concevoir et de développer des fibres en vue d'applications spatiales sans faire de mesures d'ARI au préalable. Bien qu'il y ait un terme négatif, cette

expression ne peut pas être négative car  $\alpha_{Al}$  et  $\alpha_{Er}$  ne peuvent pas être négatifs. Notons aussi que l'on peut annuler ce facteur pour un ratio  $\alpha_{Al}/\alpha_{Er} \approx 0,3$ .

Nous proposons de confronter à travers la figure 4.6, les facteurs de dégradation  $F_{Irrad}$  et  $F_{Techno}$ , le premier étant basé sur la mesure de l'ARI à 980 nm, et le second basé uniquement sur des mesures d'absorption. Nous observons une bonne concordance entre les deux facteurs pour l'ensemble des fibres étudiées avec un coefficient directeur de 1,1 et un coefficient de détermination de 0,97. Sous réserve qu'elle soit vérifiée, cette loi empirique peut donner une orientation aux concepteurs de fibre pour développer des amplificateurs durcis.

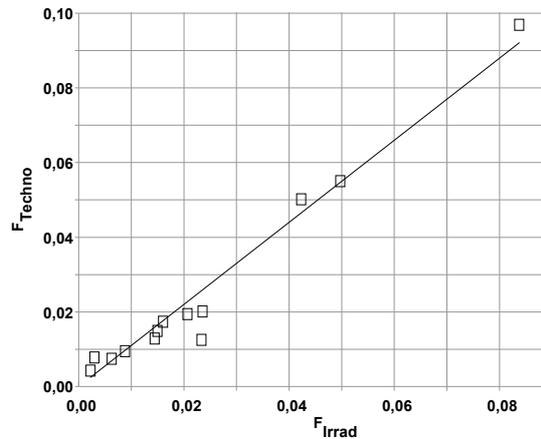


FIGURE 4.6 – Confrontation des deux facteurs de dégradation (Ce graphe a été complété avec des fibres qui ne sont pas présentées dans ce manuscrit).

### 4.3.2 Pertinence du facteur de dégradation

Afin de vérifier la pertinence de ce facteur de mérite, nous avons réalisé une série de mesures de réduction du gain d'AOFD sous irradiations. La mesure en ligne permet de vérifier le comportement de la puissance optique en fonction de la dose déposée. Sur les figures 4.7-a et 4.7-b, nous observons que la réduction du gain de l'AOFD augmente de façon linéaire en fonction du facteur de mérite  $F_{Techno}$ .

Cela signifie que ce facteur, calculé à partir de mesures d'absorption, est bien pertinent pour évaluer l'aptitude d'une fibre dopée erbium en vue d'application spatiale. On notera toutefois que certaines valeurs sont relativement éloignées de la tendance notamment pour la fibre  $NP_4$ , cela s'explique par le fait que cette dernière présente une ARI qui n'obéit pas à la tendance liant  $\alpha_{1480}/\alpha_{max}$ . Ceci est certainement lié au fait que cette fibre est fabriquée à partir de nanoparticules d'alumine dont la taille est plus petite que l'ensemble des autres fibres  $NP$  (cf. table 1.3). En résumé, pour obtenir un AOFD durci aux irradiations, il faut chercher à diminuer son facteur de dégradation, c'est-à-dire, il faut que cette fibre comporte peu d'aluminium et beaucoup d'erbium. Ce que nous constatons, c'est qu'il est plus important d'augmenter le taux d'erbium que diminuer le taux d'aluminium, notam-

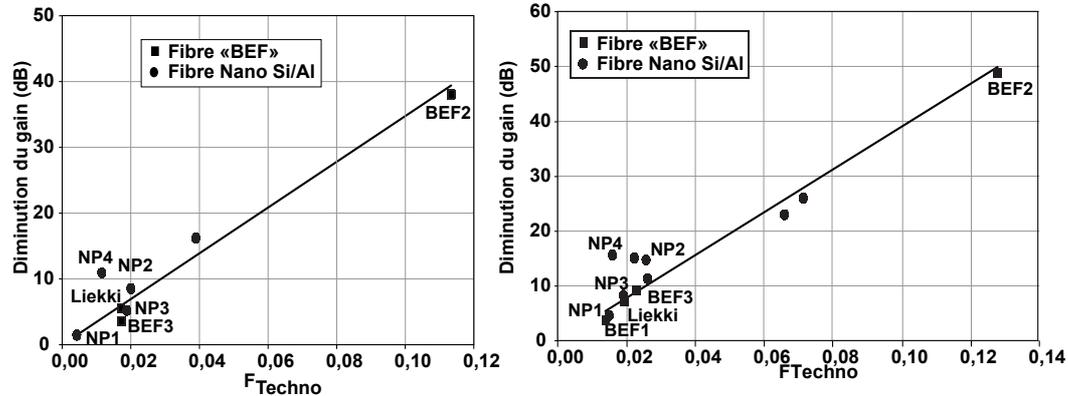


FIGURE 4.7 – Réduction du gain pour différentes fibres irradiées en fonction de leur facteur de mérite  $F_{Techno}$  a) à faible débit (0,4Gy/h b) à fort débit (2,4Gy/h) b)

ment à travers l'expression de  $F_{Techno}$ . En effet, en regardant l'équation 4.4, on se rend compte que le facteur de dégradation  $F_{Techno}$  décroît lorsque  $\alpha_{Er}^2$  augmente.

Afin d'évaluer ce compromis "Tenue sous Irradiation/Elargissement spectral", nous avons reporté sur la figure 4.8 la perte gain et le ratio  $\alpha_{1480}/\alpha_{Er}$ , qui est proportionnel à la FWHM du pic d'absorption autour de 1530nm, en fonction du facteur de dégradation  $F_{Irrad}$ .

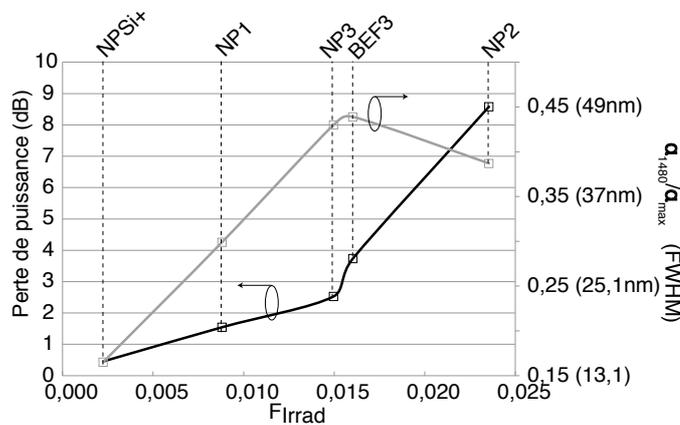


FIGURE 4.8 – Réduction du gain pour différentes fibres irradiées ) en fonction de leur facteur de mérite  $F_{Irrad}$  et de l'élargissement spectral

Notons que la  $NP_1$  a un ratio  $\alpha_{1480}/\alpha_{max} = 0,299$  et affiche le meilleur facteur de mérite (pour une fibre contenant de l'aluminium) que nous avons mesuré ( $F_{Irrad} \approx 0,008$ ). Enfin, on peut remarquer que la fibre  $NP_3$  avec un ratio  $\alpha_{1480}/\alpha_{max} = 0,43$  et présentant un facteur de dégradation  $F_{Irrad} \approx 0,015$  peut être une bonne candidate pour des applications "large bande".

## 4.4 Modélisation de l'AOFD sous irradiation

### 4.4.1 Description

Plusieurs approches de la modélisation d'AOFD sous irradiation ont été abordées dans la littérature. M. Li [134] utilise la notion de désactivation des ions erbium pour prendre en compte l'effet des irradiations dans leur modèle. Autrement dit, les irradiations changeraient assez la spectroscopie des ions pour qu'ils ne fournissent plus de gain. Cette approche est assez discutable physiquement puisque l'on sait que l'effet des irradiations n'est pas due aux ions erbium mais plutôt aux codopants qui créent des défauts. D'autres modèles [135] prévoient, outre l'influence des pertes de fond des variations assez fortes de section efficaces (jusqu'à 20%), ce qui peut s'envisager physiquement. D'autres sont de pures boîtes noires sans fondement physique quant à la physique de la dégradation [136]. Nous avons choisi une autre approche, que nous décrivons ci-dessous.

Une partie de ce travail de thèse a consisté à modéliser un amplificateur avec la plus grande précision possible (chapitre 2), en vue d'avoir une représentation aussi réelle que possible du comportement de l'amplificateur. Cette modélisation précise nous a permis de constater qu'injecter simplement une ARI mesurée expérimentalement comme pertes de fond supplémentaires dans un modèle d'amplificateur [97, 137] ne donnait pas une image réaliste de la dégradation de l'amplificateur. En effet, comme le montre la figure 4.9, après irradiation et malgré tout le soin apporté à la modélisation et aux caractérisations de ARI, nous pouvons obtenir des erreurs aussi fortes que 10 dB sur le gain de l'amplificateur irradié.

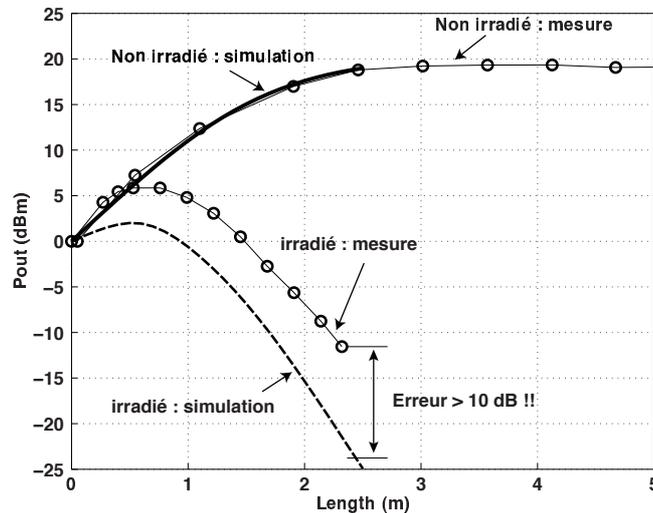


FIGURE 4.9 – CutBack pré- et post- irradiation pour la fibre  $NP_3$  après 1300Gy (10Gy/h), modèle à  $ARI(z)$  constante (fibre NP3).

C'est un résultat malheureux mais important de cette partie modélisation, et il a fallu toute la précision d'un modèle rigoureux pour arriver à ce résultat, in-

dispensable, mais ne permettant pas de conclure réellement sur la dégradation de l'amplificateur. Ce résultat donne tout de même une piste intéressante : nous avons surestimé l'effet de la dégradation, et beaucoup surestimé. Il vient naturellement l'idée que nous avons négligé un mécanisme de guérison. Cette mesure contient un peu de guérison thermique, car le cut-back ne peut pas être réalisé pendant l'irradiation. Toutefois, en comparant les puissances de sortie mesurées pendant l'irradiation et les puissances mesurées au début du cut-back, nous avons pu constater que la guérison thermique ne pouvait pas justifier à elle seule cette différence. Reste donc à évaluer l'impact de la guérison optique.

Ainsi, dans notre modélisation [138], on a pris le point de vue de dire que l'effet de la guérison dans l'amplificateur était un effet fort. Nous l'avons modélisé et couplé à la mécanique de l'AOFD. En effet, comment pourrait-on négliger l'effet de la guérison quand la puissance optique est aussi élevée que dans un amplificateur ?

Comme nous l'avons suggéré plus haut, dans la mesure où la puissance optique n'est pas répartie de façon homogène dans la fibre (longitudinalement), l'ARI ne peut pas être constante longitudinalement dans l'amplificateur sous irradiation. Aussi, pour étayer notre argumentation, nous comparerons les résultats issus du modèle basique, sans guérison, et ceux issus du modèle prenant en compte la guérison. Pour cela, nous avons couplé le modèle d'AOFD avec le modèle de R. Chen que nous avons complété pour prendre en compte l'effet de la guérison (3.4.1). Hélas, coupler notre modèle complet d'AOFD avec le modèle de Chen augmente très considérablement les temps de calcul et rend parfois difficile la convergence. Aussi, comme nous avons voulu simuler un amplificateur soumis à un effet que nous pensons être fort, nous avons considéré que cet effet prédominerait sur les finesses de la simulation de l'AOFD. Aussi, avons nous utilisé le modèle ci-dessous :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_p}{dz} = -P_p \Gamma_p \sigma_p^{abs} \left( N_{1u} + 2N_{1t} \right) - P_p \Gamma_p \sigma_p^{AEE} N_{3u} - P_p \alpha_{diffp} - \overbrace{P_p \cdot \alpha_{ARI_p}(\mathbf{z})}^{Effets\ des\ irradiations} \\ \frac{dP_s}{dz} = P_s \Gamma_s \left( \sigma_s^{em} F_2 - \sigma_s^{abs} F_1 \right) - P_s \alpha_{diffs} - P_s \cdot \alpha_{ARI_s}(\mathbf{z}) \end{array} \right. \quad (4.6)$$

Le coefficient d'Absorption Radio-Induite,  $\alpha_{ARI}$  utilisé dans ces équations est celui décrit dans le chapitre 3 (Eq. 3.15), et permet de considérer notamment la guérison optique fournie par les photons de pompe et de signal. L'ensemble des équations 4.6 associées au d'AOFD permet de modéliser l'effet des irradiations sur un AOFD en configuration copropagative. Un résultat typique est présenté sur la figure 4.10 pour un AOFD dont la fibre présente des caractéristiques proches de celles de la  $NP_3$ . Dans ce cas, nous avons simulé l'évolution de la puissance optique en fonction de la dose déposée et de la longueur de la fibre, et l'on voit clairement le rôle important des irradiations sur la longueur optimale. En effet, la longueur optimale, surlignée en noir, initialement de 3,5m, diminue significativement au bout de 300Gy pour atteindre une valeur de 1,5m environ.

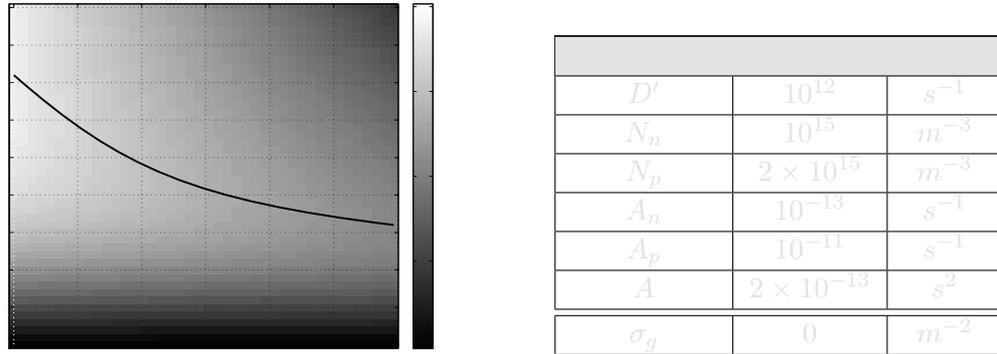


FIGURE 4.10 – Modélisation de la perte de puissance en fonction de la dose et de la longueur pour un AOFD constitué de la fibre  $NP_3$

#### 4.4.2 Confrontation modèle/expérience

##### 4.4.2.1 Etalonnage du modèle

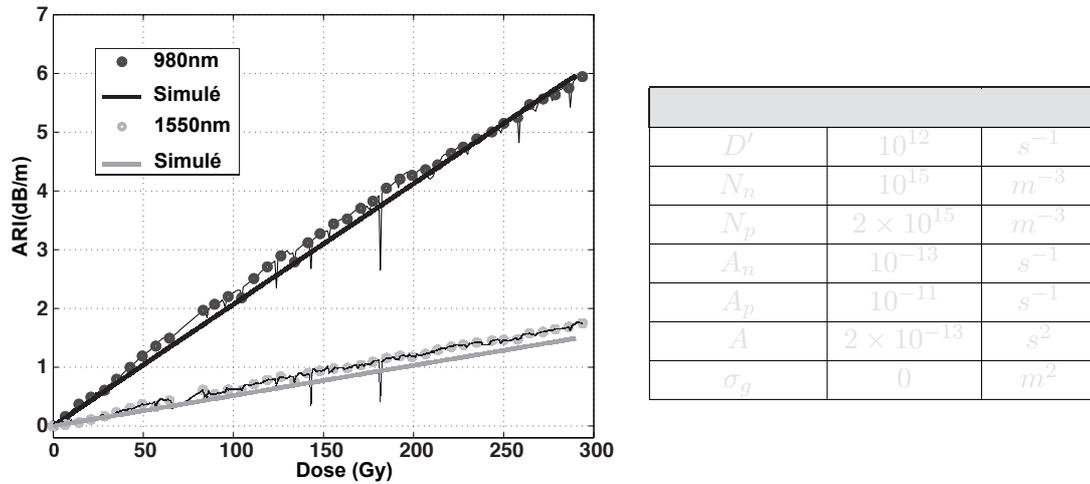
Nous proposons ici de confronter notre modèle d'AOFD irradié à des mesures de perte de puissances sur un AOFD réalisé à partir de la fibre  $NP_3$  et soumis à des irradiations gamma.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, la détermination des paramètres qui alimentent le modèle de fibre irradiée (lui-même issu du modèle de R. Chen) est relativement complexe car les coefficients à insérer sont de nature microscopique, et difficiles à relier à l'échelle macroscopique. L'idée ici est d'utiliser les mesures d'ARI à 980nm pour "calibrer" le modèle en ajustant les différents paramètres. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, les résultats expérimentaux d'ARI montrent que l'on peut considérer qu'il existe un facteur 4 entre l'ARI à 980nm et celle à 1550nm. Ainsi sur la figure 4.11, nous avons reporté les mesures d'ARI à faible débit réalisées sur la fibre  $NP_3$  auxquelles sont superposées les ARI calculées par le modèle. On remarque un très bon accord à 980 nm, et une légère différence à 1550nm s'expliquant par le fait que l'on a utilisé un facteur 4 entre les deux longueurs d'onde.

##### 4.4.2.2 Résultats : comparaison modèle-expérience

Nous pouvons maintenant comparer le modèle aux résultats expérimentaux à travers la mesure de perte de puissance du signal à 1550nm. Nous avons réalisé deux types d'expériences, liées aux contraintes expérimentales :

- des expériences dans lesquelles l'amplificateur n'est éclairé que lorsqu'il est interrogé. On qualifiera ce mode d'interrogation de "*éclairage minimum*". Dans cette configuration, l'AOFD était éclairé uniquement pendant la mesure dont la durée est d'environ 5s par point de mesure (environ 1 point toutes les 2 h) pour une durée totale d'irradiation allant de quelques jours à un mois,

FIGURE 4.11 – ARI mesurée et simulée pour la fibre  $NP_3$  à faible débit(0,4Gy/h)

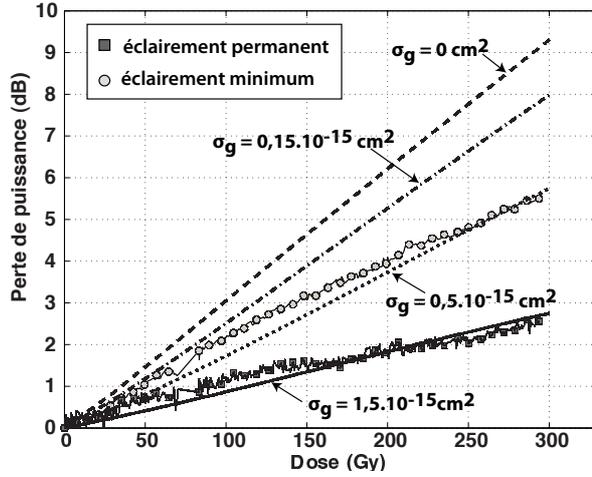
selon le débit. Cette configuration est avantageuse car elle permet de multiplier les mesures sur différentes fibres en parallèle lors d'une seule campagne d'irradiation grâce à des switches optiques, sans avoir à dupliquer les étages d'entrée de l'amplificateur.

- des expériences dans lesquelles l'amplificateur est éclairé pendant toute la mesure, que nous appellerons mesures en "éclairage permanent". C'est une situation qui semble correspondre de façon plus réaliste à la situation réelle du spatial, mais elle est bien plus contraignante sur un plan expérimental car il faut pouvoir dupliquer les étages d'entrée, ce qui a un coût.

Un exemple de résultat de cette confrontation est représenté sur la figure 4.12. Ici, la section efficace de guérison a été ajustée sur la mesure en éclairage permanent, car c'est la mesure qui correspond rigoureusement à ce qui est implémenté dans le modèle (régime permanent pour les irradiations et pour les puissances optiques).

Encore une fois, malgré tout le soin qui a été apporté à la modélisation de l'amplificateur avant irradiation, prenant en compte des phénomènes avancés (ASE répartie spectralement, quenching, absorption à l'état excité), une erreur dans les paramètres de l'amplificateur ne peut pas justifier l'écart entre l'expérience et ce que l'on obtient en modélisation sans prendre en compte l'effet de la guérison : le résultat de simulation est un pire cas très pessimiste. On voit aussi que le modèle de guérison peut s'ajuster correctement aux expériences en éclairage permanent, mais cela peut sembler naturel avec un paramètre d'ajustement supplémentaire.

Les mesures en éclairage minimum méritent quelques commentaires. En effet, on pourrait s'attendre à ce que l'effet de la guérison sur une fibre en éclairage



$D'$	$10^{12}$	$s^{-1}$
$N_n$	$10^{15}$	$m^{-3}$
$N_p$	$2 \times 10^{15}$	$m^{-3}$
$A_n$	$10^{-13}$	$s^{-1}$
$A_p$	$10^{-11}$	$s^{-1}$
$A$	$2 \times 10^{-13}$	$s^2$

FIGURE 4.12 – Perte de puissance mesurée et simulée pour la fibre  $NP_3$  à faible débit (0,4Gy/h) lorsque l'amplificateur est éclairé de façon permanente ou ponctuellement, le temps de réaliser la mesure.

minimum soit lié au rapport des énergies optiques totales déposées :

$$\frac{E_{\text{minimum}}}{E_{\text{permanent}}} = \frac{\int P_{\text{minimum}}(t)dt}{\int P_{\text{permanent}}(t)dt} = \frac{\text{temps d'exposition minimum}}{\text{temps d'exposition total}} \quad (4.7)$$

Dans nos expériences, ce rapport est toujours  $> 10^6$ . Puisque la probabilité de guérison est représentée par le terme  $\sigma_g \phi_g p_t$  dans le modèle (§3.4.1.2), on pourrait penser que réduire le flux moyen de photons revient à réduire la section efficace de guérison d'autant dans le modèle, ce qui revient à dire  $\sigma_g \approx 0$ . Nous considérons que cette hypothèse n'est pas réaliste au vu de la confrontation modèle-mesure. Encore une fois, le modèle en absence de guérison est suffisamment précis pour pouvoir dire que l'effet de la guérison ne peut pas être négligé, même en présence d'un éclairage minimum. Nous attribuons cela à un effet dynamique, que nous décrivons en nous appuyant sur le modèle de guérison.

En effet, une faible énergie optique, déposée en régime "impulsionnel" (à l'échelle des temps de dégradation), peut avoir un effet très fort sur la guérison. Nous justifions cela par une étude du comportement dynamique d'une lame de verre dopée, subissant un effet d'irradiation en présence d'un flux lumineux impulsionnel, dont les résultats sont donnés sur la figure 4.13, obtenue à partir de notre modèle de guérison.

Notons que l'échelle de temps n'est pas représentative de nos mesures, pour des raisons de temps de calcul, l'objectif est de montrer ici qualitativement ce qui peut se produire lors de nos expériences d'irradiation. La courbe (c) correspond à ce que nous faisons pendant les mesures AOFD avec "éclairage minimum" : l'amplificateur n'est injecté optiquement que de temps en temps, avec un rapport cyclique très faible. Bien que ce temps soit très court, nous déposons une énergie

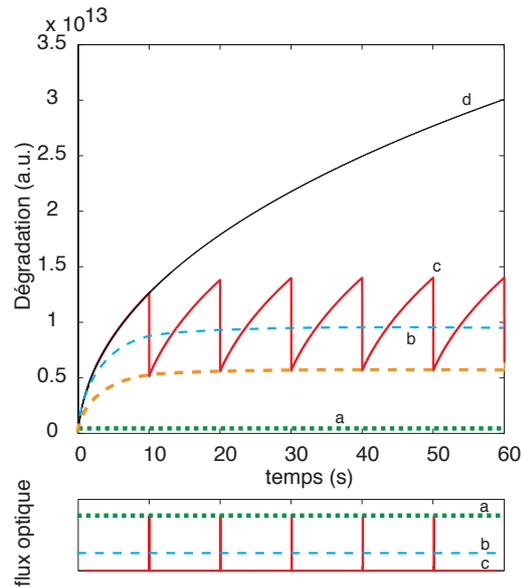


FIGURE 4.13 – Simulation de la dégradation en régime statique et dynamique sur une "lame de verre dopée". (d) pas de guérison ; (c) régime d'éclairement minimum, rapport cyclique = 1 :1000 ; (b) flux optique moyen correspondant au flux optique (c) ; (a) flux optique constant correspondant à la puissance maximum des impulsions

optique significative puisque les puissances sont élevées. Comme la puissance est élevée, l'effet de la guérison est très rapide (terme  $\sigma_g \phi_g p_t$  du modèle de guérison, §3.4.1.2). Comme il est très rapide, il perturbe fortement l'effet de la dégradation, et l'on se retrouve avec une dégradation plus faible, au moment précis de la mesure, que si l'on avait injecté la même énergie optique intégrée mais en continu (courbe (b)). Aussi, les simulations que nous faisons avec notre modèle, en régime statique, ne peuvent pas être représentatives de ce genre d'expérience, en régime d'éclairement minimum, à cause des constantes de temps mises en jeu. Pour contourner cela, il faudrait écrire le modèle d'amplificateur dégradé en régime dynamique, ce qui suppose des temps de calculs assez colossaux : aussi n'avons nous pas cherché à atteindre un résultat quantitatif pour ces expériences. Nous avons donc extrait, par ajustement de paramètres, une nouvelle valeur de "section efficace équivalente" pour ce type de mesure. Le résultat est que le modèle peut rendre compte malgré tout de caractérisations réalisées avec des flux non constants en ajustant artificiellement la section efficace de guérison, mais il ne faut pas chercher à relier cette section efficace de guérison "effective" à une information fondamentale : c'est un ajustement de paramètres arbitraire.

Enfin, revenons sur le cut-back présenté figure 4.9, qui était notre point de départ pour argumenter l'importance d'un effet de guérison optique. Ces mesures ont été elles aussi réalisées en régime d'éclairement minimum. Nous avons pu ajuster le modèle pour représenter cette expérience, comme le montre la figure 4.14, avec

une section efficace de guérison "effective".

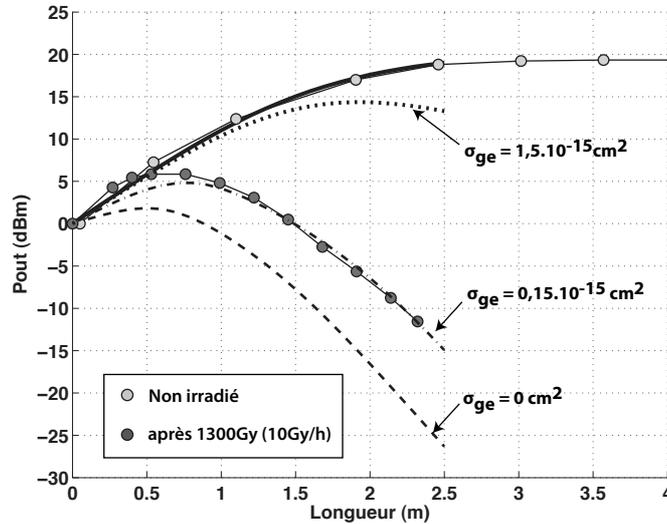


FIGURE 4.14 – CutBack pré- et post- irradiation pour la fibre  $NP_3$  après 1300Gy et simulation pour différentes valeurs de  $\sigma_{ge}$  (fibre NP3)

#### 4.4.2.3 Conséquences sur l'ARI

Nous avons vu à travers les mesures de réduction du gain l'importance de la guérison de la fibre et sa nécessité d'être prise en compte dans le modèle. On a également remarqué le rôle important du changement de la longueur optimale lorsque l'on irradie un AOFD. Etant donné que la répartition des puissances optiques n'est pas uniforme dans la fibre, il est intéressant de regarder comment se répartit la guérison optique dans la fibre.

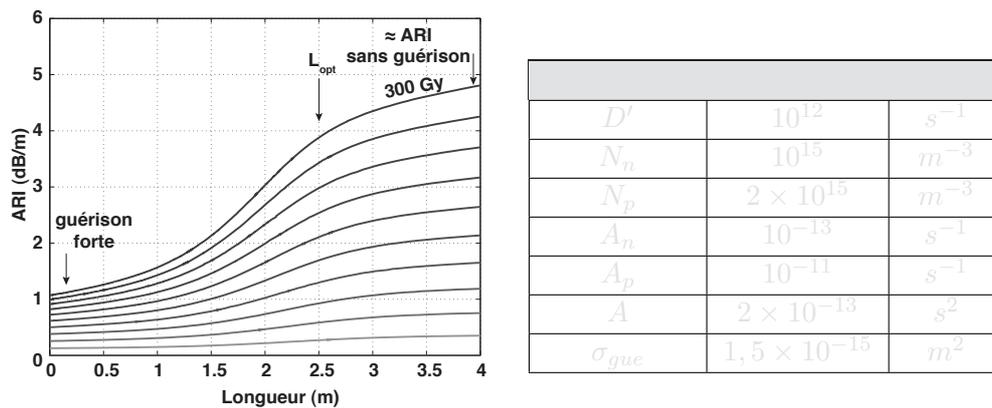


FIGURE 4.15 – Simulation de l'évolution de l'ARI à 980 nm en fonction de la longueur de fibre dopée et de la dose déposée (fibre NP3).

La figure 4.15 montre clairement que l'effet de guérison est surtout présent en

début de fibre. Cela confirme que la guérison optique est essentiellement apportée par la pompe. En effet, comme nous l'avons constaté lors des différents cutbacks (Fig. 2.25 et Fig. 2.26), en configuration co-propagative, la puissance de pompe est très forte en début de fibre et diminue rapidement à cause de l'absorption.

Nous proposons par la suite une étude plus quantitative de ce phénomène par l'intermédiaire d'expériences sous irradiations avec les lasers allumés.

## 4.5 Influence de la guérison optique : Approche expérimentale

### 4.5.1 Pompe allumée en permanence

Afin de se rapprocher de l'utilisation finale de l'amplificateur et d'évaluer la guérison optique dont pourrait bénéficier les fibres dopées, nous avons réalisé des mesures avec les diodes de pompes allumées en permanence. Le laser signal est allumé uniquement pendant la mesure mais l'on sait que l'essentiel de la guérison se fait grâce au laser de pompe car sa longueur d'onde est plus proche de celle des pièges et la puissance est plus élevée (200mW).

Les mesures à faible débit (0,4Gy/h) ont été réalisées avec les fibres  $NP_{Si+}$ ,  $NP_3$  et  $BEF_3$  et sont présentées figure 4.16-a.

Les mesures à fort débit (2,4Gy/h) ont été réalisées avec les mêmes fibres et sont présentées figure 4.16-b.

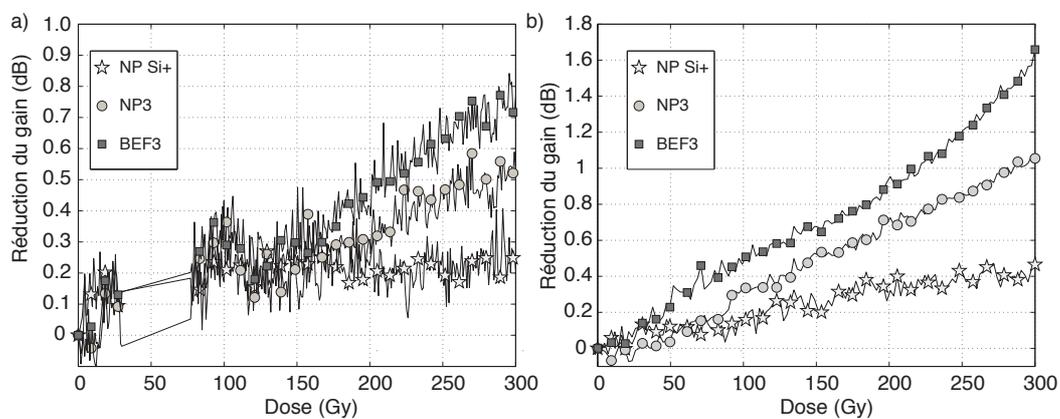


FIGURE 4.16 – Réduction du gain à 1550nm pour 3 fibres testées avec la pompe allumée en permanence a) à 0,4 Gy/h. b) à 2,4 Gy/h.

Ces résultats sont intéressants car ils montrent que les fibres bénéficient de la guérison optique fournie par la pompe. Ainsi si l'on considère la fibre  $BEF_3$ , qui avait une réduction de gain supérieure à 3,5dB, ne voit son gain diminuer que de 0,8dB. La guérison optique a donc permis de diminuer de 2,7dB la réduction de gain, ce qui constitue un élément de durcissement pour les amplificateurs. C'est donc une bonne nouvelle pour les applications spatiales. Qui plus est, l'effet de la guérison

est plus marqué à faible débit qu'à fort débit, ce qui semble assez intuitif puisque l'énergie optique déposée est plus forte à faible débit puisque le temps nécessaire pour atteindre la dose totale est plus long. Dans ces mesures, ce rapport d'énergie est seulement de 5, et nous en observons déjà un bénéfice important (rapport 1,2 à 2 sur la dégradation en fin d'exercice). Une mission spatiale, elle, représenterait un dépôt d'énergie optique 120 fois plus grand par rapport à notre résultat à faible débit, ce qui peut éventuellement s'avérer significatif, en fonction des constantes de temps mises en jeu.

Notons toutefois que ces résultats sont un peu optimistes car seule la pompe a été allumée en permanence pendant nos mesures. Ainsi, dans cette configuration, les photons de pompe ne vont pas être consommés par l'amplification stimulée des photons signal et vont pouvoir se propager plus loin dans la fibre, cela favorise donc la guérison.

#### 4.5.2 Pompe et Signal allumés en permanence

Afin de vérifier expérimentalement si les résultats précédents étaient optimistes, nous avons effectué des mesures sous irradiations avec les lasers de pompe et de signal allumés en permanence. La figure 4.17 représente la perte de la puissance optique à 1550 nm en fonction de la dose selon deux configurations d'éclaircissement de la fibre  $NP_3$ .

Nous voyons clairement que le cas où seule la pompe est allumée en permanence

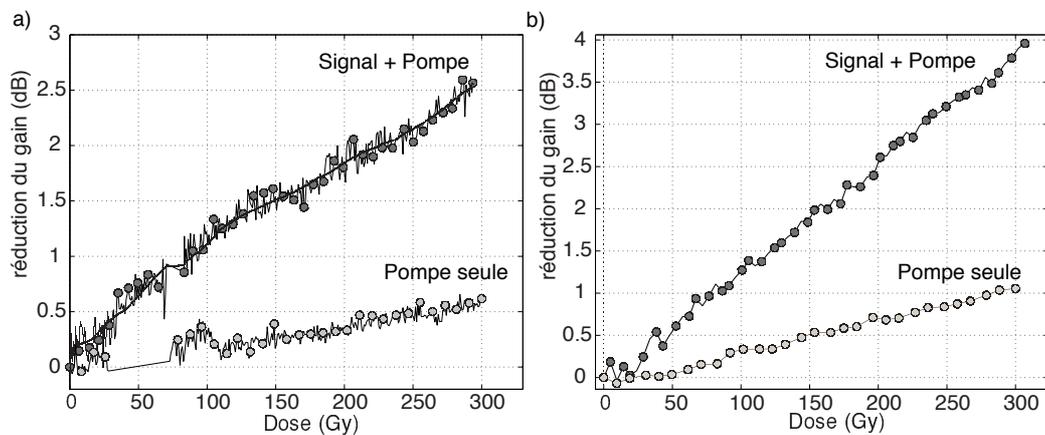


FIGURE 4.17 – Réduction du gain à 1550nm pour la fibre  $NP_3$  selon deux configurations d'éclaircissement a) à 0,4Gy/h b) à 2,4 Gy/h).

est le cas le plus favorable. En effet, dans ce cas, la réduction du gain à fort débit est d'environ 0,6 dB au bout de 300Gy, alors que lorsque la pompe et le signal sont allumés en permanence la réduction du gain est de 2,5dB (Fig.4.17.a). Nous observons le même effet pour les mêmes AOFD placés à fort débit (Fig.4.17.b). Cela confirme bien le rôle important de la pompe dans le blanchiment de la fibre et notamment le fait que la puissance de pompe lorsqu'elle contribue à l'amplification

du signal est moins efficace pour la guérison de la fibre.

## 4.6 Configuration durcie

Nous proposons ici une autre approche permettant l'optimisation de la guérison de l'amplificateur, en répartissant le flux lumineux de manière uniforme dans la fibre. Cette approche constitue un durcissement par le système et sera davantage efficace si l'amplificateur est long.

### Pompage co-propagatif et guérison optique contra-propagative

Nous avons vu que la guérison optique est un effet fort, et qu'il pouvait être pris en compte dans le modèle d'AOFD irradié décrit précédemment. Nous avons également constaté que l'influence de la guérison était surtout ressentie en début de fibre. Dans cette configuration, le pompage et la propagation du signal se font dans le même sens, mais nous rajoutons en co-propagation une source lumineuse à une longueur d'onde proche de la pompe mais dont la section efficace d'absorption avec l'ion erbium sera quasiment nulle. Cette lumière n'aura donc pas d'impact dans le mécanisme d'amplification, et par conséquent n'influera pas sur le bruit en sortie. mais participera fortement à la guérison de l'amplificateur[139].

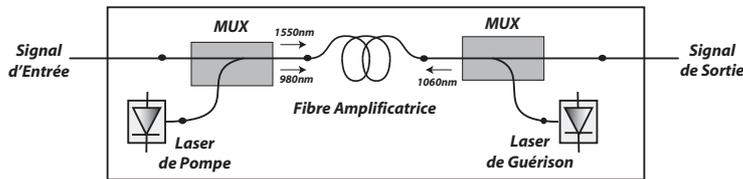


FIGURE 4.18 – Proposition d'architecture pour le durcissement d'AOFD : Guérison optique contra-propagative

La section efficace d'absorption avec l'ion erbium étant quasiment nulle à la longueur d'onde que nous avons choisie ( $\lambda_g \approx 1064 \text{ nm}$ ), la puissance de guérison ne dépend pas des populations d'ions erbium. Ce choix d'une longueur d'onde hors-résonance est délibéré : l'injection contra-propagative est connue pour déteriorer les performances des AOFD en bruit[89]. On peut alors écrire l'évolution de la puissance optique de guérison  $P_g$  dans la fibre en sens opposé au signal et à la pompe (eq. 4.8).

$$\frac{dP_g}{dz} = P_g \alpha_{ARI} + P_g \alpha_{diff_g} \quad (4.8)$$

Le résultat de ce traitement est donné sur la figure 4.19. Les courbes en trait continu représentent les puissances optiques en fonction de la longueur de la fibre et les traits en pointillés représentent la répartition de l'ARI dans la fibre. Nous

obtenons, pour une puissance de guérison injectée assez modérée (70mW), une amélioration de l'état de l'amplificateur en fin de vie (Fig.4.19.b). Nous notons aussi que la dépendance en fonction de  $z$  de l'ARI a fortement diminué (Fig.4.19.a).

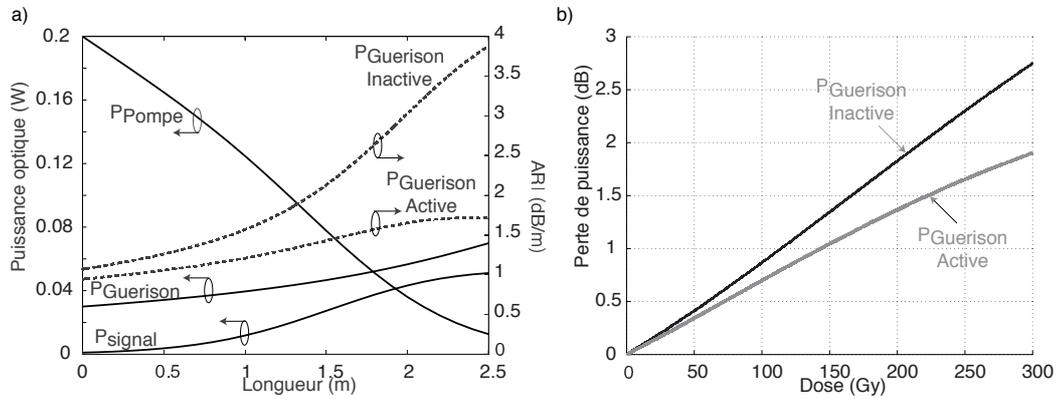


FIGURE 4.19 – Simulation d'un AOFD soumis à 300 Gy (0,4Gy/h) et à une puissance de guérison contrapropagative de 70 mW à 1064 nm. a) aspect longitudinal :  $RIA(z)$  à 980 nm et puissances optiques propagées. b) effet sur la diminution de la puissance de sortie.

Notons aussi qu'étant donnés les effets dynamiques que nous avons pu constater concernant la guérison (fig. 4.13), ce laser peut être injecté en régime impulsionnel à des temps bien choisis (en fonction de la dynamique de guérison et de dégradation), ce qui revient à dire qu'avec un tel système bien optimisé, le coût énergétique de ce système de guérison peut être extrêmement réduit, ce qui est, encore une fois, une bonne nouvelle pour l'utilisation dans un satellite.

## Conclusion

A travers ce chapitre, dédié à l'étude d'AOFD sous irradiation, nous avons mis en évidence plusieurs concepts qui vont permettre une meilleure appréhension de la conception d'AOFD pour applications spatiales. Nous avons constaté que la guérison optique peut être considérée comme un effet fort lorsque l'on irradie un AOFD, puisque les puissances optiques mis en jeu sont assez importantes pour venir guérir des pièges.

Nous avons développé un modèle d'AOFD irradié qui prend en compte l'effet de guérison apporté par le flux de photon sous la forme d'une section efficace. Ce modèle montre un bon accord avec l'expérience lorsqu'il s'agit d'étudier un AOFD soumis aux radiations éclairé en permanence. En revanche, lorsque ce dernier n'est éclairé que ponctuellement (dans notre cas pour effectuer des mesures), le modèle atteint ses limites et nécessiterait une résolution numérique spatio-temporelle, supposant des temps de calculs importants.

Nous avons aussi établi un critère objectif pour la sélection des fibres pour AOFD : une quantité que nous avons appelé "facteur de dégradation". Cette quantité a été confrontée à la réduction du gain de nombreux AOFD avec succès. Ainsi en connaissant des paramètres simples comme l'absorption à 1480nm normalisée nous sommes capables d'évaluer la capacité d'une fibre dopée erbium à intégrer un satellite.

Enfin, en se basant sur le modèle d'AOFD irradié, nous avons présenté une solution de durcissement en considérant l'éclairement de la fibre en pompage contra-propagatif. La longueur d'onde à injecter devrait être la plus proche de 980nm afin de pouvoir être correctement guidée dans la fibre mais avec une section efficace d'absorption de l'erbium qui soit la plus faible possible afin de pas interférer avec la mécanique de l'Amplificateur.

# Conclusion générale

L'objectif principal de ce travail de thèse était de répondre aux questions : Des fibres dopées erbium commerciales non durcies peuvent-elles convenir pour des applications spatiales ? Les technologies actuelles de fabrication des fibres optiques permettent-elles d'arriver à un résultat suffisant ? Le cas échéant, quelles technologies ont le plus de potentiel ?

Le second objectif consistait en la réalisation d'un modèle d'AOFD permettant de simuler l'effet des irradiations afin de pouvoir prédire le comportement d'un AOFD en environnement spatial.

Pour parvenir à répondre à ces questions et atteindre le premier objectif, nous avons étudié diverses fibres basées sur deux technologies différentes :

- Les fibres dites "BEF" dont le procédé de fabrication par MCVD est issu d'une technologie standard
- Les fibres dites "Nano" dont le procédé de fabrication par MCVD est agrémenté d'un dopage en solution de nanoparticules ; ces nanoparticules étaient de deux natures différentes, celles à base d'alumine et celles à base de silice.

Le deuxième objectif est passé par le développement d'un modèle d'AOFD évolué, et quantitatif, basé sur "3+1" niveaux pour décrire les mécanismes d'amplification. Un travail rigoureux de caractérisation a permis d'alimenter les paramètres de ce modèle, et d'aboutir à une modélisation quantitative de l'amplificateur. Ce travail a permis d'aborder avec rigueur et confiance l'effet des radiations sur l'amplificateur, et a abouti à la conclusion qu'une modélisation standard, considérant une ARI constante dans toute la fibre, ne pouvait pas expliquer le comportement de l'AOFD sous irradiations : les modélisations débouchaient systématiquement sur un résultat pessimiste (i.e. une dégradation surestimée) par rapport aux caractérisations. Ceci nous a conduit à examiner de plus près les mécanismes de guérison, et plus particulièrement l'effet de la guérison optique. Afin de compléter le modèle, nous avons couplé le modèle spatial d'AOFD au modèle temporel de dégradation de R. Chen, étendu pour prendre en compte, de façon physique, l'effet de la guérison.

Dans un premier temps, il a fallu établir un protocole de caractérisation avancée des fibres dopées erbium non irradiés. Ces méthodes de caractérisation présentées dans le chapitre 2 de ce manuscrit ont permis d'extraire différents paramètres opto/géométriques tels que le diamètre de mode ou le rayon de coeur mais aussi des paramètres liés au dopant tel que les sections efficaces d'émission et d'absorption. La connaissance de ces paramètres est indispensable pour alimenter le modèle d'AOFD non irradié, prenant en compte un ensemble d'effets non-linéaires tels que les effets de Quenching, d'upconversion, ou encore la dépendance spectrale de l'ESA. L'utilisation d'un modèle aussi précis se justifie par le fait que, pour aborder l'effet des irradiations de manière physique, il est crucial de pouvoir faire confiance au

modèle non irradié. Ainsi, en connaissant parfaitement la mécanique de l'amplification et les paramètres associés, nous ne sommes plus tributaires de paramètres d'ajustement lorsque nous nous intéressons aux effets des irradiations.

Dans un second temps, nous avons réalisé une étude approfondie sur l'effet des radiations gamma avec le développement d'un banc de caractérisation permettant de mesurer la dégradation de nombreuses fibres en parallèle pendant leur irradiation. Cette dégradation est quantifiée en termes d'Absorption Radio-Induite aux longueurs d'onde d'intérêt qui sont 980 et 1550 nm. Cela a permis de mettre en avant différents aspects : nous avons constaté pour la grande majorité des fibres le comportement linéaire de l'ARI en fonction de la dose déposée et une sensibilité plus forte à 980nm qu'à 1550nm pour une dose déposée de 300Gy à des débits de dose allant de 0,4Gy/h à 2,4Gy/h. Le comportement linéaire en fonction de la dose signifie que le nombre de pièges dans la fibre est tellement important que les électrons arrachés lors de l'ionisation viennent se piéger sans effet de saturation. La sensibilité accrue à 980nm est liée au fait que, comme nous l'avons vu dans l'étude bibliographique sur les défauts dans le chapitre 3, la signature en terme d'absorption de ces derniers est très majoritairement située dans l'UV/visible.

Nous avons également établi un modèle de dégradation des fibres optiques en utilisant le modèle de R. Chen, usuellement utilisé dans le cadre des matériaux thermo-luminescents, puis adapté aux semi-conducteurs. Ce modèle a été complété en rajoutant un phénomène de guérison des pièges par le flux de photons et permet d'établir des bases plus physiques que les lois en puissance utilisées dans la littérature.

Enfin, nous avons étudié le comportement des fibres en configuration amplificateur à travers différentes expériences d'irradiation mais aussi en s'appuyant sur notre modèle d'AOFD irradié. Grâce à des mesures de pertes de puissance sous irradiation, nous avons défini une quantité appelée "facteur de dégradation" qui permet d'évaluer, à partir de données simples telles que l'absorption à 1480nm et l'absorption maximale autour de 1530nm, la pertinence des fibres pour une utilisation en environnement spatial. Nous avons également démontré, pour la première fois, la faisabilité d'une fibre durcie à base de nanoparticules de silice. Cette fibre qui ne comporte pas d'aluminium a montré des pertes de puissances très faibles (1 ou 2dB suivant les débits de dose) au bout de 300Gy avec une puissance initiale de 19dBm. Toutefois, en raison du manque d'aluminium, l'élargissement inhomogène de cette fibre est faible ce qui limite l'utilisation de cette fibre à des applications monocanal.

Les résultats et concepts développés dans ce travail de thèse ont permis d'avancer sur la compréhension des mécanismes de dégradation dans les AOFD sous irradiation. L'état de l'art en terme de fibres actives durcies aux radiations a progressé à travers la fibre dopée erbium basée sur les nanoparticules de silice.

## Perspectives

L'ensemble de ces travaux suscitent de nombreuses perspectives, nous en développons certaines ici.

La technologie de dopage aux nanoparticules a permis la réalisation d'une fibre dopée erbium, sans aluminium, durcie aux radiations, cependant elle n'a pas montré de réels avantages lorsqu'il s'agit des fibres codopées aluminium. Pourtant, cette technologie qui offre la possibilité de maîtriser l'environnement proche des ions erbium, permet d'insérer la même quantité d'ions actifs avec deux fois moins d'aluminium par rapport à un dopage standard. Cela devrait donc permettre, théoriquement, de faire des amplificateurs montrant une tenue aux radiations bien meilleure que la technologie classique, ce que nous n'avons pas observé de manière claire. Il serait par conséquent nécessaire de mieux comprendre le lien que peut avoir les nanoparticules avec les défauts dans la fibre. Cela pourrait être réalisé en étudiant par exemple les défauts par des mesures de résonance paramagnétique sur les fibres.

La sensibilité accrue aux radiations observée sur les fibres fortement codopées à l'aluminium ouvre la voie à la réalisation de dosimètres fibrés. De tels capteurs à fibre seraient interrogés de façon optique à faible puissance et pourrait être "remis à zéro" en injectant un signal optique puissant étant donné l'effet fort de la guérison optique observé dans ce travail de thèse. Enfin, on pourrait par exemple imaginer un réseau de fibres, tel que l'on trouve avec les réseaux de bragg, permettant d'effectuer une dosimétrie répartie par exemple au sein d'un satellite ou d'un centrale d'irradiation.

L'effet de la guérison optique mérite d'être d'avantage approfondi. L'accent devrait notamment être mis sur l'étude des transitoires de guérison avec par exemple une expérience à l'aide d'un laser pulsé afin de déterminer les temps caractéristiques de piégeage et dépiégeage. Cela permettra en outre d'alimenter le modèle temporel de dégradation basé sur les travaux de R. Chen.



# Bibliographie

- [1] JC Gâcon, B Bouattou, JL Jouvray, and B Jacquier. Addition de photons par transfert d'énergie et absorption dans l'état excité dans les matériaux mclf :  $\text{Sm}^{+2}$  ( $m = \text{ba, sr}$ ). *Journal de Physique*, 47(2) :279–290, 1986.
- [2] Spectral attenuation measurement in cwdm/dwdm transmission links - white paper.
- [3] DG Foursa, HG Batshon, H Zhang, M Mazurczyk, JX Cai, O Sinkin, A Pilipetskii, G Mohs, and Neal S Bergano. 44.1 tb/s transmission over 9,100 km using coded modulation based on 16qam signals at 4.9 bits/s/hz spectral efficiency. *ECOC2013, PD3. E*, 2013.
- [4] P. Fay. Fibre optic cable markets :holding steady or gaining ground ? In *59th International Wire & Cable and Connectivity Symposium*, 2010.
- [5] R. Fork. Optical amplifiers for coherent lidar. *Research Reports : 1995 NASA/ASEE Summer Faculty Fellowship Program p(SEE N 96-27465 10-80)*, 1996.
- [6] P.F. Wysocki, M. J F Dignonnet, B.Y. Kim, and H.J. Shaw. Characteristics of erbium-doped superfluorescent fiber sources for interferometric sensor applications. *Lightwave Technology, Journal of*, 12(3) :550–567, 1994.
- [7] José Miguel López-Higuera et al. *Handbook of optical fibre sensing technology*. Wiley Chichester, 2002.
- [8] S. Foster, A. Tikhomirov, and M. Milnes. Fundamental thermal noise in distributed feedback fiber lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 43(5) :378 –384, May 2007.
- [9] Ch. Spiegelberg, J. Geng, Y. Hu, T. Luo, Y. Kaneda, J. Wang, W. Li, M. Brutsch, S. Hocde, M. Chen, J. Babico, K. Barry, W. Eaton, M. Blake, D. Eigen, I. Song, and S. Jiang. Compact 100 mw fiber laser with 2 khz linewidth. In *Optical Fiber Communications Conference, 2003. OFC 2003*, pages PD45–P1–3 vol.3, 2003.
- [10] P. Oberson, B. Huttner, O. Guinnard, L. Guinnard, G. Ribordy, and N. Gisin. Optical frequency domain reflectometry with a narrow linewidth fiber laser. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 12(7) :867–869, 2000.
- [11] David J Hill, Ben Hodder, Jolyon De Freitas, Sean D Thomas, and Louise Hickey. Dfb fibre-laser sensor developments. In *Bruges, Belgium-Deadline Past*, pages 904–907. International Society for Optics and Photonics, 2005.
- [12] Scott Foster, Alexei Tikhomirov, Mark Milnes, John van Velzen, and Graham Hardy. A fiber laser hydrophone. In *Bruges, Belgium-Deadline Past*, pages 627–630. International Society for Optics and Photonics, 2005.

- [13] M. Caussanel. *Tenue au Rayonnement de composants Optoélectroniques Destinés à l'environnement spatial*. PhD thesis, Université Montpellier II, July 2004.
- [14] Sergey N Rashkeev, Claude R Cirba, Daniel M Fleetwood, Ronald D Schrimpf, Steven C Witczak, Alain Michez, and Sokrates T Pantelides. Physical model for enhanced interface-trap formation at low dose rates. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 49(6) :2650–2655, 2002.
- [15] 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. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 46(6) :1608–1615, 1999.
- [16] J. Boch, F. Saigne, R.D. Schrimpf, J.-R. Vaillé, L. Dusseau, and E. Lorfevre. Physical model for the low-dose-rate effect in bipolar devices. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 53(6) :3655–3660, 2006.
- [17] J Boch, F Saigné, RD Schrimpf, J-R Vaillé, 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. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 52(6) :2616–2621, 2005.
- [18] DV Lang. Deep-level transient spectroscopy : A new method to characterize traps in semiconductors. *Journal of applied physics*, 45 :3023, 1974.
- [19] R.C. Baumann. Radiation-induced soft errors in advanced semiconductor technologies. *Device and Materials Reliability, IEEE Transactions on*, 5(3) :305–316, 2005.
- [20] Kenneth G Aubuchon. Radiation hardening of p-mos devices by optimization of the thermal si02 gate insulator. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 18(6) :117–125, 1971.
- [21] T. S. Rose, D. Gunn, and G. C. Valley. Gamma and proton radiation effects in erbium-doped fiber amplifiers : Active and passive measurements. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 19(12) :1918, December 2001.
- [22] A. Fernandez Fernandez, F. Berghmans, B. Brichard, P. Borgermans, A. I. Gusarov, M. V. 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) :1708, October 2001.
- [23] D. Caplan, M. Stevens, and B. Robinson. Free-space laser communications : Global communications and beyond. In *ECOC*, 2009.
- [24] Michael J Connelly. *Semiconductor optical amplifiers*. Springer, 2002.
- [25] Karsten Rottwitt, Morten Nissov, and Frank Kerfoot. Detailed analysis of raman amplifiers for long haul transmission. In *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 1998. OFC'98., Technical Digest*, pages 30–31. IEEE, 1998.

- [26] Kenneth L Walker. Status and challenges of optical fiber amplifiers and lasers. In *Optical Amplifiers and Their Applications*. Optical Society of America, 2006.
- [27] J. Chesnoy. *Undersea Fiber Communication Systems*. Academic Press, 2002.
- [28] M. Bettiati, V. Cargemel, P. Pagnod, C. Hervo, P. Garabedian, P. Issert, L. Raymond, L. Ragot, J.C. Bertreux, J.N. Reygrobellet, et al. Reaching 1 watt reliable output power on single-mode 980 nm pump lasers. In *Proceedings of SPIE*, volume 7198, page 71981D, 3S photonics, 2009.
- [29] Thomson-CSF. Multifunctional, inconspicuous distance measuring apparatus. *EP0720028*, 2000.
- [30] Thomson-CSF. Lidar system and application to a radar system. *EP1014110*, 1999.
- [31] Martin Pfennigbauer and Walter R. Leeb. Optical satellite communications with erbium doped fiber amplifiers. *Space Comms.*, 19(1) :59–67, January 2003.
- [32] SPIE proceedings series, editor. *In orbit test result of an operational Optical intersatellite Link between ARTEMIS and SPOT4, SILEX*. SPIE, Bellingham WA, ETATS-UNIS, 2002.
- [33] Sensors Proceedings of SPIE and Systems for Space Applications III, editors. *NFIRE-to-TerraSAR-X laser communication results : satellite pointing, disturbances, and other attributes consistent with successful performance*, volume 7330, May 2009.
- [34] M. Sotom. Optical amplifiers for on-board sub-systems - tas applications and requirements. Document Interne TAS-Draka-IES, February 2010.
- [35] Alfred Kastler. Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. application à l'expérience de stern et gerlach et à la résonance magnétique. *Journal de Physique et le Radium*, 11(6) :255–265, 1950.
- [36] A. Einstein. Emission and absorption of radiation in quantum theory. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 18 :318–323, 1916.
- [37] A. Einstein. Zur quantentheorie der strahlung (on the quantum theory of radiation). *Physika Zeitschrift*, 18 :121–128, 1917.
- [38] G. H. Dieke. The spectra of the doubly and triply ionized rare earths. *Applied Optics*, 2(7) :675 – 686, July 1963.
- [39] Go Ho Dieke and HM Crosswhite. The spectra of the doubly and triply ionized rare earths. *Applied Optics*, 2(7) :675–686, 1963.
- [40] E. Desurvire and J. R. Simpson. Evaluation of  $4i15/2$  and  $4i13/2$  stark-level energies in erbium-doped aluminosilicate glass fibers. *Opt. Lett.*, 15(10) :547–549, May 1990.

- [41] L. Bigot. *Structure homogène et inhomogène de la transition  $I13/2 - I15/2$  de l'amplificateur à fibre dopée erbium dans des verres d'oxyde de fluorure et de sulfures*. PhD thesis, Université Claude BERNARD - Lyon 1, 2002.
- [42] J. R. Simpson P. C. Becker, N. A. Olsson. *Erbium-Doped fiber Amplifiers - Fundamentals and Technology*. Academic Press, 1999.
- [43] A. W. Snyder. Asymptotic expressions for eigen functions and eigenvalues of a dielectric or optical waveguide. *IEEE TRANSACTION ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES*, MIT-17(12), December 1969.
- [44] G. Agrawal. *Fiber-Optic Communication Systems*. Wiley, 2002.
- [45] M. Joindot and I. Joindot. *Fibres optiques pour les télécommunications*, volume E 7 110. Techniques de l'ingénieur, 1999.
- [46] Pask. Physical interpretation of petermann's strange spot size for single-mode fibres. *ELECTRONICS LETTERS*, 20(3), 1984.
- [47] M Artiglia, Gianni Coppa, Pietro Di Vita, Marcello Potenza, and Anurag Sharma. Mode field diameter measurements in single-mode optical fibers. *Lightwave Technology, Journal of*, 7(8) :1139–1152, 1989.
- [48] A. Cucinotta F. Poli, S. Selleri. *Photonic Crystal Fibers - Properties and Applications*, volume 102. Springer, 2007.
- [49] E. Desurvire. *Erbium-Doped fiber Amplifiers - Principles and Applications*. Wiley INTERSCIENCE, 2002.
- [50] R. S. Quimby. Excited state absorption at 980 nm in erbium-doped silica glass. *OSA/OAA*, 1992.
- [51] E Delevaque, T Georges, M Monerie, P Lamouler, and J-F Bayon. Modeling of pair-induced quenching in erbium-doped silicate fibers. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 5(1) :73–75, 1993.
- [52] M. Federighi F. Di Pasquale. Modelling of uniform and pair-induced upconversion mechanisms in high-concentration erbium-doped silica waveguides. *Journal of Lighthwave Technology*, 13(9), September 1995.
- [53] W. J. Miniscalco. Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm. *Journal of Lighthwave Technology*, 9(2), 1991.
- [54] K. Arain et al. Aluminum or phosphorus co-doping effects on the fluorescence and structural properties of neodymium-doped silica glass. *Journal of Applied Physics*, 59 :3430–3436, 1986.
- [55] Bor-Chyuan Hwang, Shibin Jiang, Tao Luo, Jason Watson, Gino Sorbello, and Nasser Peyghambarian. Cooperative upconversion and energy transfer of new high er 3+-and yb3+-er3+-doped phosphate glasses. *JOSA B*, 17(5) :833–839, 2000.
- [56] OSA/OAA. *Nanosecond Kinetics of Upconversion Process in EDF and its Effect on EDFA Performance*, 1995.

- [57] Christian Simonneau, Christine Moreau, Laurent Gasca, and Dominique Bayart. Highly erbium-doped fibers characterization and modeling for erbium doped fiber amplifiers in wdm regime, 2005.
- [58] J-W Lee, M Tomozawa, and RK MacCrone. Point defect formation and annihilation in silica glass by heat-treatment : Role of water and stress. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 354(14) :1509–1515, 2008.
- [59] AL Tomashuk and MO Zabezhailov. Formation mechanisms of precursors of radiation-induced color centers during fabrication of silica optical fiber preform. *Journal of Applied Physics*, 109(8) :083103–083103, 2011.
- [60] E. Régnier, A. Pastouret, and E. Burov. Fibre optique amplificatrice résistante aux radiations ionisantes. Patent n. 08 06864, December 2008.
- [61] E. Burov, A. Pastouret, L. Gasca, and C. Christine. Fibre optique amplificatrice contenant des nanoparticules et procédé de fabrication. Patent n. 08 00742, February 2008.
- [62] 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 *SPIE LASE : Lasers and Applications in Science and Engineering*, pages 71951X–71951X. International Society for Optics and Photonics, 2009.
- [63] P Pace, Shane T Huntington, Katia I Lyytikainen, Ann Roberts, John Love, et al. Refractive index profiles of ge-doped optical fibers with nanometer spatial resolution using atomic force microscopy. *Made available in DSpace on 2010-12-20T06 : 04 : 05Z (GMT). No. of bitstreams : 1 Pace\_Refractive2004.pdf : 234366 bytes, checksum : c11da09fcb6bb733111e5f515b2a4408 (MD5) Previous issue date : 2009-06-10T05 : 19 : 34Z*, 2009.
- [64] W. A. Gambling. Determination of core diameter and refractive-index difference of single-mode fibres by observation of the far-field pattern. *Microwaves, Optics and Acoustics*, 1(1), September 1976.
- [65] D Uttamchandani, A Othonos, AT Alavie, and M Hubert. Determination of erbium distribution in optical fibers using confocal optical microscopy. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 6(3) :437–439, 1994.
- [66] Volkmar Dierolf, Tyler Morgus, Zack Fleischman, Christian Sandmann, Asa Claeson, and Walter Margulis. Characterization of highly erbium-doped fibers using confocal luminescence microscopy. In *Optical Fiber Communication Conference*. Optical Society of America, 2004.
- [67] Timothy J Whitley and Richard Wyatt. Alternative gaussian spot size polynomial for use with doped fiber amplifiers. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 5(11) :1325–1327, 1993.
- [68] R. Hapanowicz. Erbium doped fiber characterization. Technical report, Photon USA, June 2001.
- [69] T. Okoshi K. Hotate. Measurement of refractive-index profile and transmission characteristics of a single-mode optical fiber from its exit-radiation pattern. *Applied Optics*, 18(19), October 1979.

- [70] R. Billington. Effective area of optical fibres - definition and measurement techniques. Technical report, National Physical laboratory - Centre for Optical and Environmental Metrology.
- [71] W Anderson, V Shah, Lyn Curtis, A Johnson, and J Kilmer. Mode-field diameter measurements for single-mode fibers with non-gaussian field profiles. *Lightwave Technology, Journal of*, 5(2) :211–217, 1987.
- [72] T.B Nguyen. *Determining Rare Earth Dopant Concentrations in Optical Fibres and Waveguides*. PhD thesis, Victoria University of Technology, Optical Technology Research Laboratory Victoria University of Technology Australia, June 2004.
- [73] Mc Cumber. Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra. *PHYSICAL REVIEW*, 136(4A), 1964.
- [74] C Barnard, P Myslinski, J Chrostowski, and M Kavehrad. Analytical model for rare-earth-doped fiber amplifiers and lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 30(8) :1817–1830, 1994.
- [75] 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. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 3(4) :363–365, 1991.
- [76] R. S. Quimby W. J. Miniscalco. General procedure for the analysis of  $\text{Er}^{3+}$  cross sections. *OPTICS LETTERS*, 16(4), February 1991.
- [77] AAM Saleh, RM Jopson, JD Evankow, and J Aspell. Modeling of gain in erbium-doped fiber amplifiers. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 2(10) :714–717, 1990.
- [78] William L Barnes, Richard I Laming, Eleanor J Tarbox, and PR Morkel. Absorption and emission cross section of  $\text{Er}^{3+}$  doped silica fibers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 27(4) :1004–1010, 1991.
- [79] A. Bouchier. *Developpement de Nouvelles Sources Laser a base de Matériaux Dopés par des Ions Ytterbium Emettant vers 976 nm*. PhD thesis, Université Paris XI, 2005.
- [80] A. Bouchier, M. Myara, G. Lucas-Leclin, and P. Georges. Pulsed single-mode yb-doped fibre amplifier around 976 nm : Numerical modelling and experimental study. In *Proceedings of SPIE (Photonics West)*, 2010.
- [81] David Boivin, Thomas Föhn, Ekaterina Burov, Alain Pastouret, Cédric Gonet, Olivier Cavani, Christine Collet, and Simon Lempereur. Quenching investigation on new erbium doped fibers using mcvd nanoparticle doping process. In *LASE*, pages 75802B–75802B. International Society for Optics and Photonics, 2010.
- [82] F.Ruhl. Accurate analytical formulas for gain-optimised edfas. *ELECTRONICS LETTERS*, 28(3) :312–313, January 1992.

- [83] C. Hentschel. Complete analysis of erbium-doped fiber amplifiers. Technical report, Hewlett Packard, 1995.
- [84] P. Gallion. A classical corpuscular approach to optical noise (invited paper). In *Optical Amplifiers and their applications*, 1999.
- [85] Lionel Jacubowicz, Jean-Francois Roch, Jean-Philippe Poizat, and Philippe Grangier. Teaching about photodetection noise sources in the laboratory. pages 166–178, 1997.
- [86] S. Machida, Y. Yamamoto, and Y. Itaya. Observation of amplitude squeezing in constant-current-driven semiconductor laser. *Physical Review Letters*, 58(10) :1000–1003, March 1987.
- [87] F. Jeremie, J.-L. Vey, and P. Gallion. Optical corpuscular theory of semiconductor laser intensity noise and intensity squeezed-light generation. *JOSAB*, 14(2) :250–257, February 1997.
- [88] P. Gallion, F. Jeremie, and J.-L. Vey. Classical optical corpuscular theory of semiconductor laser intensity squeezed-light. *Optical and Quantum Electronics*, 29 :65, July 1997.
- [89] D. Derickson. *Fiber Optic Test and Measurements*. Prentice-Hall, isbn : 0-13-534330-5 edition, 1998.
- [90] N Anders Olsson. Lightwave systems with optical amplifiers. *Lightwave Technology, Journal of*, 7(7) :1071–1082, 1989.
- [91] J. L. Gimlett and N. K. Cheung. Effects of phase to intensity noise conversion by multiple reflections on gigabit-per-second dfb laser transmission systems. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 7(6) :888–895, June 1989.
- [92] G.R. Walker, R.C. Steele, and N.G. Walker. Optical amplifier noise figure in a coherent optical transmission system. *Lightwave Technology, Journal of*, 8(9) :1409–1413, 1990.
- [93] Edfa testing with the interpolation technique. Agilent.
- [94] The stopping and range of ions in matter : "www.srim.org".
- [95] J.H. Hubbell. Electron-positron pair production by photons : A historical overview. *Radiation Physics and Chemistry*, 75(6) :614 – 623, 2006.
- [96] Nist xcom program : "<http://physics.nist.gov/physrefdata/xcom/html/xcom1.html>".
- [97] L. Troussellier. *Etude de l'influence des radiations sur les fibres dopees Erbium en vue d'applications spatiales*. PhD thesis, UNIVERSITÉ MONTPELLIER II, July 2009.
- [98] 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(6) :L1009–L1011, 1987.
- [99] D. L. Griscom and M. Mizuguchi. "determination of the visible range optical absorption spectrum of peroxy radicals in gammairradiated fused silica". *Journal of Non-Crystalline Solids*, 239 :66–77, 1997.

- [100] D.L. Griscom. Defects structures of glasses : some outstanding questions in regard to vitreous silica. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 73 :51–77, 1985.
- [101] F. Saigné. *Une nouvelle approche de la sélection des composants de type MOS pour l'environnement spatial*. PhD thesis, UM2, 1998.
- [102] *UV-Photoinduced Defects In Ge-Doped Optical Fibers*. Proceedings of WFOPC2005, IEEE Catalog Number 05EX102, 2005.
- [103] EM Dianov, VN Karpechev, VO Sokolov, VB Sulimov, PV Chernov, LS Kornienko, IO Morozova, and AO Rybaltovskii. Spectroscopic manifestations of self-trapped holes in silica theory and experiment. *physica status solidi (b)*, 156(2) :663–675, 1989.
- [104] D.L. Griscom. Self-trapped holes in pure-silica glass : A history of their discovery and characterization and an example of their critical significance. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 352, 2006.
- [105] L Skuja, M Hirano, H Hosono, and K Kajihara. Defects in oxide glasses. *physica status solidi (c)*, 2(1) :15–24, 2005.
- [106] EJ Friebele, DL Griscom, M Stapelbroek, and RA Weeks. Fundamental defect centers in glass : the peroxy radical in irradiated, high-purity, fused silica. *Physical Review Letters*, 42(20) :1346, 1979.
- [107] Linards Skuja. Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide. *Journal of NON-crystalline Solids*, 239(1) :16–48, 1998.
- [108] S Girard, N Richard, Y Ouerdane, G Origlio, A Boukenter, L Martin-Samos, P Paillet, J-P Meunier, J Baggio, Marco Cannas, et al. Radiation effects on silica-based preforms and optical fibers-ii : Coupling ab initio simulations and experiments. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 55(6) :3508–3514, 2008.
- [109] V. B. Neustruev. "colour centres in germanosilicate glass and optical fibres". *Journal of Physics : Condensed Matter*, 6 :6901–6936, 1994.
- [110] D. L. Griscom. Trapped electron centers in pure and doped glassy silica : A review and synthesis. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 2010.
- [111] G. Buscarino. *Experimental investigation on the microscopic structure of intrinsic paramagnetic point defects in amorphous silicon dioxide*. PhD thesis, Laboratory of Advanced Materials Physics, 2007.
- [112] Elise Regnier, Ivo Flammer, Sylvain Girard, Frans Gooijer, Frank Achten, and Gerard Kuyt. Low-dose radiation-induced attenuation at infrared wavelengths for p-doped, ge-doped and pure silica-core optical fibres. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 54(4) :1115–1119, 2007.
- [113] G Origlio, Fabrizio Messina, S Girard, Marco Cannas, A Boukenter, and Y Ouerdane. Spectroscopic studies of the origin of radiation-induced degradation in phosphorus-doped optical fibers and preforms. *Journal of applied physics*, 108(12) :123103–123103, 2010.

- [114] Sylvain Girard, Youcef Ouerdane, Giusy Origlio, Claude Marcandella, Aziz Boukenter, Nicolas Richard, Jacques Baggio, Philippe Paillet, Marco Cannas, Jean Bisutti, et al. Radiation effects on silica-based preforms and optical fibers—i : Experimental study with canonical samples. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 55(6) :3473–3482, 2008.
- [115] E.Regnier, I. Flammer, S.Girard, F.Gooijer, F.Achten, and G.Kuyt. "low-dose radiation-induced attenuation at infrared wavelengths for p-doped, ge-doped and pure silica-core optical fibres". *IEEE Trans. Nuclear Science*, 54 :1115–1119, 2007.
- [116] BD Evans. The role of hydrogen as a radiation protection agent at low temperature in a low-oh, pure silica optical fiber. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 35(6) :1215–1220, 1988.
- [117] KV Zotov, ME Likhachev, AL Tomashuk, MM Bubnov, MV Yashkov, AN Guryanov, and SN Klyamkin. Radiation-resistant erbium-doped fiber for spacecraft applications. pages 1–4, 2007.
- [118] E. J. Friebele. Radiation protection of fiber optic materials : Effect of cerium doping on the radiation induced absorption. *Applied Physics Letters*, 27(4) :210–212, 1975.
- [119] Sylvain Girard, Arnaud Laurent, Marilena Vivona, Claude Marcandella, Thierry Robin, Benoît Cadier, Aziz Boukenter, and Youcef Ouerdane. Radiation effects on fiber amplifiers : design of radiation tolerant yb/er-based devices. In *SPIE LASE*, pages 79142P–79142P. International Society for Optics and Photonics, 2011.
- [120] 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.
- [121] D.L. Griscom. Radiation-induced defects in glasses : Origin of power-law dependence of concentration on dose. *Physical Review Letters*, 71(7), 1993.
- [122] GM Williams and EJ Friebele. Space radiation effects on erbium-doped fiber devices : sources, amplifiers, and passive measurements. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 45(3) :1531–1536, 1998.
- [123] Olivier Gilard, Matthieu Caussanel, Hervé Duval, Gianandrea Quadri, and François Reynaud. New model for assessing dose, dose rate, and temperature sensitivity of radiation-induced absorption in glasses. *Journal of Applied Physics*, 108(9) :093115–093115, 2010.
- [124] Olivier Gilard, Jérémie Thomas, Laurent Troussellier, Mikhael Myara, Philippe Signoret, Ekaterina Burov, and Michel Sotom. Theoretical explanation of enhanced low dose rate sensitivity in erbium-doped optical fibers. *Appl. Opt.*, 51(13) :2230–2235, May 2012.
- [125] J. Thomas, M. Myara, L. Troussellier, E. Régnier, E. Burov, O. Gilard, M. Sotom, and P. Signoret. Experimental demonstration of the switching dose-rate

- method on doped optical fibers. In *International Conference on Space Optics (ICSO)*, 2010.
- [126] L. Troussellier, M. Myara, L. Dusseau, P. Signoret, O. Gilard, M. Sotom, and J.-P. David. Enhanced-low-dose-rate-sensitivity of erbium doped silica optical fiber. In *Proceeding of International Conference on Space Optics (ICSO)*, 2008.
- [127] R Chen, SWS 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.
- [128] VV Antonov-Romanovskii. *Izv. akad. Nauk SSSR, Fiz. Ser*, 15 :637, 1951.
- [129] Maxia. Nonequilibrium thermodynamics of the thermoluminescent process. *Physical Review B*, 17(8), 1978.
- [130] L. Troussellier, C. Chluda, M. Myara, J. Boch, L. Dusseau, P. Signoret, O. Gilard, M. Sotom, and J.-P. David. Dose rate effect on aluminium-codoped erbium fibers. In *Radiation Effects on Insulators*, August 2007.
- [131] ESA, editor. *Space Radiation and its Effect on EEE Components*. EPFL, 2009.
- [132] Corning hi 1060 & rc hi 1060 specialty optical fibers. Datasheet, March 2010.
- [133] Jérémie Thomas, Mikhaël Myara, Laurent Troussellier, Ekaterina Burov, Alain Pastouret, David Boivin, Gilles Mélin, Olivier Gilard, Michel Sotom, and Philippe Signoret. Radiation-resistant erbium-doped-nanoparticles optical fiber for space applications. *Optics express*, 20(3) :2435–2444, 2012.
- [134] M Li, J Ma, LY Tan, YP Zhou, SY Yu, and C Che. A new simple model for edfa incorporated in the irradiated environment for inter-satellite optical communication. *Journal of Russian Laser Research*, 29(3) :262–267, 2008.
- [135] Sylvain Girard, Luciano Mescia, M Vivona, A Laurent, Y Ouerdane, C Marcandella, F Prudenzano, A Boukenter, T Robin, P Paillet, et al. Design of radiation-hardened rare-earth doped amplifiers through a coupled experiment/simulation approach. 2013.
- [136] Mi Li, Jing Ma, Xuping Zhang, Yuejiang Song, and Wenhe Du. Investigation of black box model for erbium-doped fiber amplifiers in space radiation environment. *Journal of Lightwave technology*, 30(23) :3667–3671, 2012.
- [137] Olivier Berne, Matthieu Caussanel, and Olivier Gilard. A model for the prediction of edfa gain in a space radiation environment. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 16(10) :2227–2229, 2004.
- [138] Jérémie Thomas, Mikhaël Myara, Laurent Troussellier, Ekaterina Burov, Alain Pastouret, David Boivin, Gilles Mélin, Olivier Gilard, Michel Sotom, and Philippe Signoret. Modeling of erbium-doped fiber amplifiers in radiative environment : Effect of photobleaching (soumis). *Opt. Express*, 2013.

- 
- [139] KV Zotov, ME Likhachev, AL Tomashuk, AF Kosolapov, MM Bubnov, MV Yashkov, AN Guryanov, and EM Dianov. Radiation resistant er-doped fibers : optimization of pump wavelength. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 20(17) :1476–1478, 2008.



# Table des figures

1	a) Spectre d'absorption d'une fibre de transmission (G652). b) progrès de la technologie des fibres de transmission dans les années 1990-2000[2]. . . . .	1
2	Marché mondial de la fibre optique sur la période 1982-2011[4]. . . . .	2
3	Dose reçue, sur une durée de 10 ans, en fonction de l'épaisseur d'aluminium protectrice calculée avec le logiciel Spenvis[13] . . . . .	3
4	Différents types d'environnement radiatifs . . . . .	4
5	Illustration d'une communication intersatellite par voie optique . . . . .	8
6	Configuration d'EDFA co-propagatif. . . . .	8
1.1	Emission spontanée d'un photon . . . . .	13
1.2	Notion de section efficace . . . . .	14
1.3	Absorption d'un photon . . . . .	14
1.4	Emission stimulé d'un photon . . . . .	15
1.5	Saturation de l'absorption . . . . .	16
1.6	Illustration du phénomène de diffusion Rayleigh . . . . .	17
1.7	Spectroscopie des ions terres-rares[39] . . . . .	18
1.8	Représentation 2D de la silice cristalline et silice vitreuse. . . . .	19
1.9	Dégénérescence d'un niveau d'absorption par effet Stark . . . . .	19
1.10	Elargissement homogène et inhomogène. . . . .	20
1.11	Illustration du phénomène de "Spectral Hole Burning" . . . . .	20
1.12	Sections efficaces d'absorption et d'émission autour de 1550nm d'une fibre dopée erbium . . . . .	21
1.13	Spectre d'absorption d'un verre germano-aluminosilicate dopée erbium [42] . . . . .	22
1.14	Mécanismes d'amplification à partir d'un modèle à 3 niveaux . . . . .	22
1.15	Principe de l'amplification d'un signal à 1550nm par pompage d'un morceau de verre dopé $Er^{3+}$ . . . . .	23
1.16	a) Evolution des populations et b) gain d'une lame de verre d'erbium, en fonction de la puissance de pompe . . . . .	25
1.17	Mode optique dans une fibre optique à saut d'indice . . . . .	26
1.18	a) Constante de propagation $b$ normalisée en fonction de la fréquence normalisée [44] valable pour une fibre à saut d'indice b) Différents modes de Bessel . . . . .	27
1.19	Représentation schématique d'une vue en coupe d'une fibre dopée . . . . .	29
1.20	Autres structures d'indices pour les fibres durcies. a) Structure d'indice dans une fibre à gaine enterrée. b) Image MEB d'une fibre dopée erbium microstructurée . . . . .	31
1.21	Schéma simplifié d'un AOFD en régime co-propagatif . . . . .	32

1.22	Illustration de la propagation des puissances optiques dans une fibre optique active . . . . .	32
1.23	Modélisation d'un AOFD (résolution spectrale $\Delta\nu = 150\text{Ghz}$ ) : a) Evolution des puissances de pompe, de signal et d'ESA en fonction de la longueur de fibre dopée ( $P_{signal}^{entrée} = 1\text{mW}$ et $P_{pompe}^{entrée} = 200\text{mW}$ ) b) Spectres à $z = L_{opt}$ . . . . .	34
1.24	Principe de l'absorption de la pompe à l'Etat Excité (AEE) . . . . .	36
1.25	Illustration des phénomènes de Quenching et d'Upconversion . . . . .	36
1.26	Effet des codopants sur les spectres de fluorescence de fibres dopées erbium [41] . . . . .	37
1.27	Principe de l'Upconversion . . . . .	38
1.28	Principe du Quenching . . . . .	39
1.29	Procédé "Standard" . . . . .	40
1.30	Encapsulation d'un ion erbium par une nanoparticule d'aluminium . . . . .	41
1.31	Procédé "Nanoparticule" . . . . .	42
1.32	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[62]. . . . .	42
2.1	Schéma des différents mécanismes . . . . .	47
2.2	a) Vue d'une fibre optique à partir d'un MEB b) Vue du coeur d'une fibre optique à partir d'un MEB . . . . .	51
2.3	MontageExperimental . . . . .	52
2.4	Principe de diffraction en sortie d'une fibre optique . . . . .	53
2.5	Données expérimentales en champ lointain (échelle semi-logarithmique). . . . .	53
2.6	Profil d'intensité en champ proche calculé à partir du profil en champ lointain . . . . .	55
2.7	Profil d'intensité en champ lointain calculé à partir du profil en champ proche . . . . .	56
2.8	Différence d'indice calculée . . . . .	57
2.9	a) Modes de bessel dans la fibre pour différentes longueurs d'onde b) MFD calculés à partir de l'équation 1.27 . . . . .	58
2.10	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 $\frac{\alpha_{1480}}{\alpha_{max}}$ . . . . .	59
2.11	Effet du taux d'aluminium sur l'élargissement du spectre d'absorption	60
2.12	Montage expérimental pour la détermination de $\tau$ . . . . .	60
2.13	a) Mesure de $\tau$ la durée de vie apparente du niveau métastable b) Evolution de $\tau$ en fonction de la puissance de pompe . . . . .	61
2.14	Banc expérimental pour la caractérisation des fibres . . . . .	62

2.15 a) Mesures de transmittances à 3 longueurs d'ondes différentes (5m de fibre $BEF_1$ ) b) Etude de la transmittance d'une fibre dopée er-bium autour de 1550 nm . . . . .	62
2.16 Spectres de $P_{sat}$ pour différentes fibres . . . . .	66
2.17 Confrontation des méthodes d'extraction des sections efficaces d'émission appliquées à la fibre $NP_3$ . . . . .	67
2.18 Bilan sur les méthodes d'extraction des sections efficaces . . . . .	67
2.19 Effets des phénomènes de PIQ et de HUC sur la transmittance . . . . .	68
2.20 a) Optimisation des valeurs de fit par l'algorithme génétique b) Fit de la transmittance de la fibre $BEF_1$ (5m) pour une seule longueur d'onde (1535nm) . . . . .	70
2.21 a) Ajustement des courbes de transmittance de la fibre $BEF_1$ b) Sections efficaces de la fibre $BEF_1$ obtenues grâce à l'ajustement basé sur cinq longueurs d'onde . . . . .	72
2.22 Architecture typique d'un AOFD . . . . .	74
2.23 Spectres de sortie pour applications : a) Booster b) PréAmplificateur (RBW 0,1nm ; VBW : 1kHz) . . . . .	75
2.24 a) CutBacks pour la configuration Booster sur différentes fibres dopées Er b) Evolution de la longueur optimale en fonction de l'absorption maximale $\alpha_{Er}$ . . . . .	76
2.25 Exemple d'évolution des puissances de pompe et de signal en fonction de la longueur de fibre $NP_3$ : Simulé avec les paramètres présenté dans le tableau 2.3 (trait plein et pointillés) et mesuré (valeurs discrètes) . . . . .	76
2.26 Exemple d'évolution des puissances de pompe et de signal en fonction de la longueur de fibre $NP_{Si+}$ : Simulé (trait plein et pointillés) et mesuré (valeurs discrètes) . . . . .	77
2.27 Principe de la mesure de spectre de gain à l'aide de deux lasers . . . . .	78
2.28 Comparaison des méthodes de mesure du spectre de gain . . . . .	79
2.29 Banc expérimental pour la mesure du gain . . . . .	79
2.30 Spectres de gain en sortie d'amplificateur réalisé avec la fibre $NP_3$ a) "Booster" b) "PréAmpli" . . . . .	80
2.31 Spectres de gain normalisés en sortie d'amplificateur en configuration "Booster" réalisés avec les fibres $NP_{Al_3}$ et $NP_{Si+}$ . . . . .	80
2.32 Spectres de gain en sortie d'amplificateur en configuration "booster" réalisé avec la fibre $NP_{l_2}$ pour différentes longueurs . . . . .	81
2.33 a) Représentation d'un signal numérique bruité b) nature corpusculaire de la lumière. . . . .	82
2.34 Conversion du spectre optique en spectre photodéecté. Pour des raisons de simplification, l'ESA est modélisée par un signal en bande plate. . . . .	84
2.35 Simulation de l'évolution du NF à 1550nm en fonction de la puissance de pompe pour la configuration "Booster" (paramètres issus de la fibre $NP_3$ ) . . . . .	85

2.36	a) Comparaison de l'émission spontanée émise par un DFB bas bruit et ECDL. b) Réjection des modes latéraux / de l'ESS par l'effet de l'augmentation du pompage. . . . .	86
2.37	Spectres optiques pour la méthode de soustraction de la mesure du NF a) signal incident avec son ESS b) Spectre en sortie d'AOFD . . .	87
3.1	Schéma représentatif du dépôt d'énergie dans la matière par une particule chargée incidente . . . . .	91
3.2	Spectre de Sections efficaces normalisées au poids considérant les différentes interactions rayonnement $\gamma$ /matière en fonction de leur énergie. Simulation réalisée avec XCom[96]. . . . .	93
3.3	Comparaison de la dégradation entre protons et gamma . . . . .	94
3.4	Courbes de récupération isochrone. a) Différents défauts générés dans la silice "mouillée" (fort taux d'ions hydroxyls) et "sèche" (faible taux d'ions hydroxyls) après des irradiations X ou $\gamma$ continues. La table en dessous présente les gammes de température pour lesquelles apparaissent les différents mécanismes de diffusion permettant le recouvrement des pertes liées à ces défauts absorbants (d'après [100]). b) Simulation par l'équation 3.5. . . . .	95
3.5	Illustration du principe de guérison optique . . . . .	97
3.6	Diagramme proposé par Skuja illustrant les changements d'espèce dans un verre de silice [107] . . . . .	99
3.7	Exemple de spectre avant et après irradiation de fibre optique passive [115]. . . . .	100
3.8	a) Expérience de la commutation de débit de dose appliquée à une fibre optique [125, 126] b) Simulation de l'effet de débit inverse[124].	104
3.9	Diagramme énergétique associé au modèle de R. Chen. La transition en typographie "contour" $\sigma_g \phi_g$ n'existe pas dans le modèle de R. Chen original, et a été introduite dans la section 3.4.1.2 de ce document. .	105
3.10	Effet de débit inverse. a) Selon le modèle de R. Chen, calculé après irradiation. b) Mesuré, en cours d'irradiation, en absence de guérison optique. . . . .	107
3.11	Irradiation d'un morceau de verre . . . . .	107
3.12	Evolution des différentes populations en fonction du temps . . . . .	108
3.13	Irradiation d'une fibre optique . . . . .	110
3.14	Effet de la guérison optique sur une fibre optique . . . . .	111
3.15	Schéma du banc expérimental permettant la mesure de spectres d'ARI112	
3.16	Spectres d'ARI après 300 Gy dans le visible et proche IR. . . . .	113
3.17	Schéma du banc expérimental permettant la mesure en ligne de la dégradation des fibres. . . . .	114
3.18	Influence de la guérison optique sur la mesure de l'ARI (0,4Gy/h) .	116
3.19	Evolution de l'ARI en fonction de la dose déposé pour différentes fibres à faible débit (0,4 Gy/h) a) à 980 nm b) à 1550 nm . . . . .	118

3.20	ARI à 0,4Gy/h vs $\alpha_{1480}/\alpha_{max}$ . Les fibres à nano-particule de silice ont été reportées à titre indicatif. . . . .	118
4.1	Etude d'AOFD "lasers éteints" (Débit de dose = 0,4Gy/h) : a) Perte de puissance en fonction de la dose déposée b) Effet de la guérison après irradiation . . . . .	123
4.2	Cut-back pré- e-irradiations pour les fibres $NP_3$ et $NP_{Si+}$ (10Gy/h)	124
4.3	Evolution du NF en fonction de la dose pour les fibres $NP_{Si+}$ et $NP_3$ (10Gy/h) . . . . .	125
4.4	Evolution des spectres de sortie lors d'une irradiation gamma (débit = 10Gy/h) : a) $NP_3$ - b) $NP_{Si+}$ . . . . .	126
4.5	Réduction de la puissance de sortie vs ARI. . . . .	127
4.6	Confrontation des deux facteurs de dégradation (Ce graphe a été complété avec des fibres qui ne sont pas présentées dans ce manuscrit.	129
4.7	Réduction du gain pour différentes fibres irradiées en fonction de leur facteur de mérite $F_{Techno}$ a) à faible débit (0,4Gy/h b) à fort débit (2,4Gy/h) b) . . . . .	130
4.8	Réduction du gain pour différentes fibres irradiées ) en fonction de leur facteur de mérite $F_{Irrad}$ et de l'élargissement spectral . . . . .	130
4.9	CutBack pré- et post- irradiation pour la fibre $NP_3$ après 1300Gy (10Gy/h), modèle à $ARI(z)$ constante (fibre NP3). . . . .	131
4.10	Modélisation de la perte de puissance en fonction de la dose et de la longueur pour un AOFD constitué de la fibre $NP_3$ . . . . .	133
4.11	ARI mesurée et simulée pour la fibre $NP_3$ à faible débit(0,4Gy/h) .	134
4.12	Perte de puissance mesurée et simulée pour la fibre $NP_3$ à faible débit (0,4Gy/h) lorsque l'amplificateur est éclairé de façon permanente ou ponctuellement, le temps de réaliser la mesure. . . . .	135
4.13	Simulation de la dégradation en régime statique et dynamique sur une "lame de verre dopée". (d) pas de guérison ; (c) régime d'éclairement minimum, rapport cyclique = 1 :1000 ; (b) flux optique moyen correspondant au flux optique (c) ; (a) flux optique constant correspondant à la puissance maximum des impulsions . . . . .	136
4.14	CutBack pré- et post- irradiation pour la fibre $NP_3$ après 1300Gy et simulation pour différentes valeurs de $\sigma_{ge}$ (fibre NP3) . . . . .	137
4.15	Simulation de l'évolution de l'ARI à 980 nm en fonction de la longueur de fibre dopée et de la dose déposée (fibre NP3). . . . .	137
4.16	Réduction du gain à 1550nm pour 3 fibres testées avec la pompe allumée en permanence a) à 0,4 Gy/h. b) à 2,4 Gy/h. . . . .	138
4.17	Réduction du gain à 1550nm pour la fibre $NP_3$ selon deux configurations d'éclairement a) à 0,4Gy/h b) à 2,4 Gy/h). . . . .	139
4.18	Proposition d'architecture pour le durcissement d'AOFD : Guérison optique contra-propagative . . . . .	140

---

4.19 Simulation d'un AOFD soumis à 300 Gy (0,4Gy/h) et à une puissance de guérison contrapropagative de 70 mW à 1064 nm. a) aspect longitudinal : $RIA(z)$ à 980 nm et puissances optiques propagées. b) effet sur la diminution de la puissance de sortie. . . . .	141
---	-----

# Liste des tableaux

1	Composants WDM testés sous irradiation, d'après [21, 22, 23]. . . . .	5
1.1	Description des paramètres pour le modèle à 3 niveaux. . . . .	24
1.2	Description des fibres testées issues de la technologie de dopage classique MCVD. . . . .	41
1.3	Description des fibres basées sur la technologie de dopage "Nanoparticules" MCVD. . . . .	43
2.1	Paramètres du modèle à 3+1 niveaux . . . . .	49
2.2	Résultats de l'ajustement des paramètres sur la transmittance à 1535nm de la fibre $BEF_1$ . . . . .	71
2.3	Résultats de l'ajustement de la transmittance à 5 longueurs d'onde pour les fibres $BEF_1$ et $NP_3$ . . . . .	73
2.4	Mesures de Gain pour les deux applications considérées (Fibre $NP_3$ ) - Ces mesures ont été réalisées dans le cadre d'une confrontation de performance entre deux fabricants français de fibres optiques actives. . . . .	75
2.5	Principales caractéristiques des AOFDs testées. . . . .	82
2.6	Mesure du NF à 1550nm(Fibre $NP_3$ ) . . . . .	87
3.1	Principaux pièges répertoriés dans du verre en silice pure . . . . .	98
3.2	Principaux pièges répertoriés dans les fibres en silice dopée . . . . .	99
3.3	Description des paramètres pour le modèle de R. Chen. . . . .	106
3.4	ARI mesurées en ligne pour différents éclaircissements. l'énergie est calculé grâce à la formule $E_{opt} = P_{opt}\Delta t$ . . . . .	117
3.5	Principales caractéristiques des fibres testées en environnement radiatif (débit = 0,4Gy/h). . . . .	119
4.1	Principales caractéristiques des fibres testées en environnement radiatif (débit = 2,4Gy/h). Les puissances de sortie $P_{out}$ sont données avant irradiation pour un amplificateur de longueur $L_{AOFD}$ . . . . .	123



---

**Résumé :** Ce travail de thèse porte sur l'étude de l'impact de la nanostructuration de la matière sur le comportement des fibres dopées erbium en environnement radiatif tel que l'Espace. Cette étude est motivée par le fait qu'il n'existe pas de fibre dopée erbium qualifiée pour le spatial, rendant l'AOFD indisponible pour ces applications, réduisant fortement l'intérêt de l'ensemble de la technologie WDM pour les satellites. Nous avons testé plusieurs fibres basées sur des technologies différentes dans le but d'évaluer leurs comportements sous radiations gamma. Nous avons ainsi défini un critère objectif pour la sélection des fibres dopées erbium, et avons montré des éléments permettant de durcir des fibres co-dopées aluminium en se basant uniquement sur des paramètres de conception. De plus, nous avons démontré une fibre durcie aux radiations à base de nanoparticules de silice dopées erbium, montrant une perte de puissance de l'ordre de 1 dB en fin de mission typique d'un satellite.

L'accent a également été porté sur la modélisation de l'AOFD en proposant un modèle évolué prenant en compte des effets non linéaires liés à la complexité de la spectroscopie de l'ion erbium. Ce modèle a été complété par une prise en compte de l'effet des irradiations et de la guérison optique en utilisant un modèle proche de celui développé par R. Chen. Nous avons pu noter la grande importance de l'effet de la guérison optique sur les performances de l'AOFD en fin de vie.

**Mots clés :** AOFD, erbium, Nanoparticules, silice, Radiations.

---

**Title :** Impact of the Silica Nanostructuration on Erbium Doped Fiber for Space Applications.

---

**Abstract :** This thesis focuses on the impact of nanostructuration on the performance of erbium doped fiber in severe environment like Space. This study is motivated by the fact that no on-the-shell erbium doped fiber can satisfy the space requirement, disabling the availability of the EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) and strongly limiting the interest of the WDM technology for satellites. Several fiber based on different technologies have been tested in order to check their behavior under gamma radiations. We have defined an objective criterion for the selection of erbium doped fibers, and showed elements for hardening aluminum co-doped fibers, based solely on design parameters. In this way, we brought to the fore a radiation hardened fiber, based on silica nanoparticles, exhibiting a power decrease of 1 dB after a typical space mission. We also focused on EDFA modeling by proposing an evolved model taking into account non-linear effects due to the complex spectroscopy of erbium. This model is completed by including irradiation effects thanks to a model such as Chen's one. The photobleaching effect that has been found to be strong is also considered.

**Keywords :** EDFA, erbium, Nanoparticles, Silica, Radiations.

---

Thèse préparée à l'Institut d'Electronique du Sud (IES) UMR-CNRS 5214  
Université Montpellier II, Place Eugène Bataillon 34095 Montpellier, France.