

BERTRAND MORASSE

**AMPLIFICATEUR À FIBRE DOUBLE GAINÉ  
CODOPÉE À L'ERBIUM ET L'YTTERBIUM :  
Modélisation et vérification expérimentale**

Mémoire présenté  
à la Faculté des études supérieures de l'Université Laval  
dans le cadre du programme de maîtrise en physique  
pour l'obtention du grade de maître ès sciences (M. Sc.)

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE, DE GÉNIE PHYSIQUE ET D'OPTIQUE  
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE  
UNIVERSITÉ LAVAL  
QUÉBEC

2006

## Résumé

Le présent projet de recherche porte sur l'étude d'un amplificateur à fibre à double gaine codopée à l'erbium et l'ytterbium de haute puissance. Le but premier du projet est de concevoir un outil de simulation capable de prédire adéquatement les performances expérimentales de tels amplificateurs en régime continu.

Tout d'abord, un outil de simulation permettant de modéliser l'amplification de la lumière dans une fibre optique est développé et implémenté numériquement avec le langage de programmation C++. Ce modèle est conçu de façon générale et s'applique à tout type d'amplificateur et de laser à fibre où la structure énergétique du dopant est connue. Ensuite, la caractérisation expérimentale complète d'une fibre optique dopée est effectuée. Ces mesures sont nécessaires pour déterminer les paramètres d'entrée des simulations. Des mesures expérimentales sont également effectuées pour caractériser les performances d'un amplificateur et de lasers à fibre erbium/ytterbium.

Dans la dernière partie du travail, nous comparons l'outil de simulation aux mesures expérimentales d'amplification. Avant de considérer une fibre codopée à l'erbium et l'ytterbium, nous avons préalablement validé notre modèle avec la littérature et avec le cas simple d'un laser à fibre à double gaine dopée seulement à l'ytterbium. Notre modèle a ensuite été développé précisément pour le système erbium/ytterbium suivant une structure énergétique simple éliminant le nombre de paramètres à corrélérer. Ensuite, tel que justifié dans notre mémoire, nous avons ajusté le taux de transfert entre l'ytterbium et l'erbium pour obtenir une excellente corrélation entre les simulations et les résultats expérimentaux d'amplificateur erbium/ytterbium de haute puissance. Nous avons constaté que la section efficace d'émission de l'ytterbium prédite par la relation de McCumber est largement surestimée dans l'erbium/ytterbium. Nous avons aussi vérifié que notre modèle ainsi ajusté permet de prédire adéquatement les performances d'amplificateurs erbium/ytterbium dans des configurations variées.

## Abstract

The main purpose of this project is to predict the behaviour of a high power double cladding erbium/ytterbium fibre amplifier in continuous wave operation using a simulation tool.

A software simulating the amplification of light in a doped optical fibre has been developed and implemented numerically using the C++ computer language. This general model is suitable for any amplifier or laser scheme with a given active ion. The doped fibres used in the project have been characterized experimentally to determine the input parameters for the simulation. Experiments have also been conducted to measure the performance of such doped fibres in laser and amplifier configurations.

We subsequently focus on comparing experiments and simulations. We first validate our software with results from scientific papers and with experimental data for the simple case of an ytterbium doped fibre laser. A simulation model is then developed for an erbium/ytterbium system using a simple energy level scheme reducing the number of parameters to adjust. The transfer rate between ytterbium and erbium atoms is fitted using experiments, which results in an excellent agreement between simulations and experiments. The resulting simulation software is then able to predict experimentally the performance of a high power double clad erbium/ytterbium amplifier in different configuration schemes. A new fact arises from our investigation: the emission cross-section of ytterbium in an erbium/ytterbium codoped fibre happens to be much smaller than that predicted by the McCumber theory.

## Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes directeurs de maîtrise, Michel Piché, professeur à l'Université Laval et Philippe De Sandro, directeur scientifique chez CorActive, pour la confiance qu'ils m'ont accordée dans la réalisation de mon projet et leur clairvoyance dans l'orientation de ma recherche.

Un projet de maîtrise ne se réalise pas seul dans son coin. J'ai pu bénéficier d'un environnement industriel très dynamique chez CorActive pour mener à terme mon projet. Je dois remercier Stéphane Chatigny — qui ne doit plus compter le nombre de fois où je suis allé dans son bureau — pour sa disponibilité continue à répondre à mes questions ; sans oublier son esprit critique et sa grande expérience en optique qui amena de nombreuses discussions très enrichissantes. Je dois souligner le support continu que j'ai pu bénéficier de l'équipe du laboratoire de Test&Mesures, qui comprend Carl Hovington, Jean-Philippe Martin et Donald Beaupré. Je ne peux passer sous silence Jean-François Couillard, Éric Gagnon et François Grégoire à qui j'allais rendre visite de temps à autre pour une question technique quelconque. Tout travail exige des ressources autres que techniques, je nomme alors François Plourde pour son support informatique et Hélène Charbonneau pour le côté administratif. Bref, il vaut la peine d'être exhaustif et je peux ainsi nommer toutes et tous les employé(e)s de CorActive qui rendent l'atmosphère des plus agréable à vivre et à travailler au quotidien.

Il est très enrichissant de faire sa maîtrise au Centre d'optique, de photonique et de laser (COPL) de l'Université Laval. J'ai pu avoir des entretiens très intéressants avec Martin Laprise et Dominic Faucher, qui ont su partager leur expertise sur les lasers à fibre. Les cours gradués que j'ai eus avec Jérôme Genest, Sophie Larochelle et Michel Piché étaient d'une qualité exceptionnelle et m'ont permis d'élargir mon bagage de connaissances en photonique. De plus, l'environnement complet du COPL, avec ses étudiant(e)s et son personnel, m'a toujours permis d'aller chercher l'information et l'équipement pertinent à des moments critiques.

Je dois souligner le support financier du Conseil de recherche en sciences naturelles et en génie du Canada (CRSNG), qui me donna une bourse pour effectuer ma maîtrise et qui encourage le partenariat industrie-université dans lequel j'ai pu évoluer lors de mes études graduées. Je dois mentionner également la contribution financière de l'Institut canadien pour les innovations en photonique (ICIP), qui m'a permis de participer à une conférence majeure en photonique en Allemagne.

Finalement, je ne peux passer sous silence que tout travail se réalise tellement plus facilement avec un esprit serein et équilibré. J'ai la chance d'avoir une copine extraordinaire qui m'est d'une présence quotidienne irremplaçable depuis cinq ans déjà. Je peux compter également sur des amis exceptionnels du groupe La Levée et de mon bacc en génie physique. Enfin, je peux remercier le fait que tout humain n'est jamais laissé seul à lui-même ...

*À ma copine Sarah, car il est vrai que  
l'amour donne des ailes ...*

# Table des matières

Liste des tableaux.....	viii
Liste des figures.....	ix
<b>INTRODUCTION</b> .....	<b>1</b>
Mise en contexte.....	1
Fibre à double gaine.....	2
Système erbium/ytterbium.....	3
Pertinence du projet.....	3
Objectifs du projet.....	5
Chapitre 1	
<b>MODÉLISATION</b> .....	<b>6</b>
Résumé des étapes.....	6
1.1 Principes de base de la modélisation.....	7
1.1.1 Paramètres de la fibre optique.....	7
1.1.2 Ions actifs et équations des populations des niveaux électroniques.....	9
1.1.3 Amplification longitudinale.....	12
1.1.4 Considération du profil du mode.....	14
1.2 Modélisation complète et généralisée.....	17
1.2.1 Configuration générale.....	17
1.2.2 Équations généralisées.....	18
1.3 Implémentation numérique.....	21
1.3.1 Algorithme numérique.....	21
1.3.2 Résolution numérique.....	21
1.3.3 Méthode de relaxation.....	22
Chapitre 2	
<b>MESURES EXPÉRIMENTALES</b> .....	<b>28</b>
2.1. Caractérisation de la fibre.....	28
2.1.1 Géométrie de la fibre et ouverture numérique.....	28
2.1.2 Perte intrinsèque.....	29
2.1.3 Absorption à faible signal.....	32
2.1.4 Perte de fusion.....	32
2.1.5 Temps de vie.....	35
2.1.6 Concentration et profil de dopant.....	37
2.1.7 Section efficace.....	39
i. Section efficace d'absorption.....	40
ii. Section efficace d'émission.....	42
2.2 Mesures d'amplification.....	45
2.2.1 Configuration laser.....	45
2.2.2 Configuration amplificateur.....	48

Chapitre 3	
COMPARAISON SIMULATION ET EXPÉRIENCE .....	50
3.1 Validation préalable des simulations .....	50
3.1.1 Comparaison avec la littérature .....	50
3.1.2 Comparaison expérimentale avec un laser ytterbium simple .....	54
3.2 Amplificateur erbium/ytterbium .....	59
3.2.1 Paramètres critiques .....	59
3.2.2 Modélisation .....	62
3.2.3 Ajustement du modèle avec les résultats expérimentaux .....	64
i. Ajustement du signal .....	66
ii. Ajustement de l'ASE à 1.0 $\mu\text{m}$ .....	70
3.2.4 Vérification de l'ajustement.....	72
i. Amplificateur en contre-propagation.....	73
ii. Émission spontanée amplifiée à 1.0 $\mu\text{m}$ .....	74
CONCLUSION.....	76
BIBLIOGRAPHIE.....	78
Annexe 1. Paramètres de simulation.....	82
Annexe 2. Modèle erbium/ytterbium.....	84
Annexe 3. Appareils utilisés .....	87



## Liste des tableaux

Tableau 1. Paramètres physiques d'un amplificateur optique avec leurs unités respectives..	8
Tableau 2. Paramètres expérimentaux mesurés pour la cavité laser ytterbium .....	55
Tableau 3. Caractérisation de la fibre erbium/ytterbium à double gaine.....	65
Tableau 4. Signal et pompe utilisés pour l'amplificateur erbium/ytterbium .....	65
Tableau 5. Comparaison entre les valeurs obtenues dans nos travaux et celles de la littérature pour le taux de transfert entre l'ytterbium et l'erbium ( $K_{tr}$ ) et le temps de vie non-radiatif de l'erbium ( $\tau_{32}$ ).....	69
Tableau 6. Comparaison de l'ASE à 1.0 $\mu\text{m}$ prédit par le modèle par rapport au résultat expérimental.....	70
Tableau 7. Comparaison de l'ASE à 1.0 $\mu\text{m}$ prédit par le modèle par rapport au résultat expérimental en ayant corrigé la section efficace d'émission de l'ytterbium.....	72
Tableau 8. Paramètres utilisés pour simuler un laser ytterbium à double gaine ; tiré de [Kelson 1998] .....	82
Tableau 9. Paramètres utilisés pour simuler un amplificateur erbium .....	83

## Liste des figures

Figure 1. Différence entre une fibre standard et une fibre à double gaine .....	2
Figure 2. Diagramme des niveaux d'énergie d'un système erbium/ytterbium.....	3
Figure 3. Paramètres impliqués dans la simulation de l'amplification dans une fibre optique .....	8
Figure 4. Niveaux électroniques d'un système à trois niveaux et transition laser.....	9
Figure 5. Décomposition longitudinale de la fibre dopée en N sections de longueur dz .....	12
Figure 6. Recouvrement spatial entre le profil de champ du signal et la distribution radiale de dopants dans la fibre optique .....	14
Figure 7. Schéma général de simulation de (a) un amplificateur, (b) un laser Fabry-Perot et (c) un laser en anneau où se propagent dans le sens positif $l$ signaux, $m$ pompes et $n$ composantes d'ASE et dans le sens négatif, $u$ signaux, $v$ pompes et $w$ composantes d'ASE.....	18
Figure 8. Résolution numérique générale d'un système d'amplification à fibre.....	24
Figure 9. Méthode de relaxation pour un amplificateur à fibre.....	25
Figure 10. Méthode de relaxation pour un laser à cavité linéaire.....	26
Figure 11. Montage pour mesurer les pertes intrinsèques du cœur d'une fibre optique.....	29
Figure 12. Résultat typique d'une mesure de perte intrinsèque.....	31
Figure 13. Mesure de la perte de fusion entre deux fibres dont la deuxième est de longueur $L$ et possède une perte intrinsèque $\alpha(\lambda)$ .....	33
Figure 14. Montage pour mesurer le temps de vie d'une transition laser.....	36
Figure 15. Résultats d'une mesure de fluorescence d'une fibre erbium/ytterbium .....	37
Figure 16. Analyse chimique typique effectuée par EPMA sur a) la préforme et b) la fibre .....	39
Figure 17. Paramètre $\lambda_0$ dans une transition laser dont la dégénérescence est enlevée par effet Stark.....	43
Figure 18. Sections efficaces d'absorption et d'émission mesurées sur une fibre erbium-ytterbium dans la plage 900 nm à 1100 nm. ....	43
Figure 19. Comparaison du spectre de fluorescence de saturation d'une fibre erbium/ytterbium avec sa section efficace d'émission calculée avec la relation de McCumber .....	45
Figure 20. Configuration expérimentale d'un laser à fibre à double gaine .....	46
Figure 21. Configuration expérimentale d'un amplificateur à fibre à double gaine.....	48
Figure 22. Comparaison des résultats de simulation d'un laser ytterbium à double gaine selon les paramètres du Tableau 8 : a) résultat de [Kelson 1998] b) résultats de nos simulations .....	51
Figure 23. Comparaison de notre simulation avec celle du logiciel OptiAmplifier pour un amplificateur erbium : a) évolution longitudinale des puissances dans la fibre b) spectre de l'ASE à la sortie de la fibre en copropagation.....	53
Figure 24. Section efficace mesurée pour la fibre Las-Yb-06-01.....	55
Figure 25. Simulation versus expérience : puissance pompe résiduelle et signal de sortie d'une cavité laser ytterbium à double gaine pour une puissance pompe d'entrée de 9 W à 915 nm. Les paramètres de la cavité sont donnés au tableau 2. ....	57
Figure 26. Influence de la perte intrinsèque du cœur sur la puissance de sortie du laser. ....	58

Figure 27. Modèle erbium/ytterbium complet ; tiré de [Yelen 2005] .....	60
Figure 28. Structure des niveaux d'énergie de l'erbium/ytterbium utilisée pour la modélisation.....	61
Figure 29. Absorption de la pompe en fonction de la longueur pour la fibre Hpa-Ey-10-01. ....	66
Figure 30. Signal de sortie et émission spontanée amplifiée (ASE) à 1.0 $\mu\text{m}$ d'un amplificateur Er/Yb en fonction de la longueur de fibre pour un signal d'entrée de 7.3 mW à 1556 nm et un signal pompe de 4.3 W à 915 nm. ....	67
Figure 31. Diverses itérations sur la puissance de sortie en fonction de la longueur de fibre en faisant varier : a) le temps de vie de la transition non-radiative de l'erbium $\tau_{32}$ pour $K_{tr}=1 \times 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$ et b) le taux de transfert entre l'erbium et l'ytterbium $K_{tr}$ pour $\tau_{32}=0.01 \mu\text{s}$ .....	68
Figure 32. Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle théorique pour un ajustement du taux de transfert entre l'ytterbium et l'erbium à $K_{tr} = 1.0 \times 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$ .....	69
Figure 33. Comparaison de la section efficace d'émission $\sigma_{e,yb}$ déterminée par la relation de McCumber et déterminée avec un spectre de fluorescence.....	71
Figure 34. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations pour une amplification avec une pompe à 915 nm en contre-propagation et un signal de 8.6 mW à 1556 nm avec 3.51 m de fibre Hpa-Ey-10-01.....	73
Figure 35. Résultats expérimentaux et simulations pour 2 mètres de fibre Hpa-Ey-10-01 pompée en co-propagation à 975 nm. Le signal d'entrée est de 8.6 mW à 1556 nm. ....	75
Figure 36. Sections efficaces utilisées pour simuler un amplificateur erbium. ....	83

# INTRODUCTION

## Mise en contexte

En 1985, une équipe de chercheurs à l'Université de Southampton démontra que l'on pouvait amplifier la lumière dans une fibre optique autour de 1540 nm avec l'ion d'erbium  $\text{Er}^{3+}$  [Reekie 1985]. Bien que le concept d'effet laser dans une fibre optique n'était pas nouveau [Koester 1964], cette nouvelle fenêtre d'amplification dans la fibre optique, coïncidant avec une plage de haute transmission des fibres de silice, ouvrait la porte à une révolution dans les télécommunications optiques. Ainsi, plusieurs recherches s'amorcèrent sur l'amplificateur à fibre dopée à l'erbium (EDFA) pour découvrir rapidement que ce type d'amplification permettait un gain élevé [Kimura 1989], une forte puissance de saturation [Desurvire 1989], un gain indépendant de la polarisation [Giles 1989, p.651], une forte isolation entre les canaux [Giles 1989, p.880] et un faible facteur de bruit [Giles 1989, p.367]. Par-dessus tout, cet amplificateur peut tout simplement être fusionné ou connecté à un lien de fibre optique et ne limite plus le taux de transmission puisque le signal n'a plus à être régénéré électroniquement. C'est ainsi que seulement onze ans après cette découverte, le premier lien transocéanique utilisant des EDFA était installé à travers l'Atlantique par AT&T et plusieurs autres s'ajoutèrent ensuite.

Avec l'augmentation rapide de la capacité des réseaux optiques par multiplexage et avec un effort pour distancer les stations d'amplification, la technologie de l'erbium seul atteint certaines limites quant à l'amplification à forte puissance. Tout d'abord, la concentration d'erbium pouvant être incorporée dans une fibre optique est vite limitée par la formation d'agrégats [Delevaque 1993] [Lumholt 1993]. Donc, il est impossible de doper fortement la fibre pour obtenir une absorption élevée et rapide du signal pompe et pour augmenter la puissance de saturation de l'amplificateur. De plus, la puissance laser pour pomper un EDFA standard est limitée à quelques centaines de milliwatts. Cette contrainte provient du fait qu'il est difficile de coupler davantage de puissance d'une diode laser dans une fibre monomode à partir de laquelle sont faits les EDFA. En effet, 400 mW dans un cœur monomode de 5  $\mu\text{m}$  de rayon équivalent à une densité de puissance de 500  $\text{kW}/\text{cm}^2$ .

La technologie actuelle des semi-conducteurs est déjà poussée à un niveau extrême pour atteindre cette intensité et y résister. Le rayon du cœur de la fibre ne peut pas non plus être augmenté puisque la propagation doit rester monomode pour éviter les interférences causées par la dispersion modale qui augmentent le taux d'erreur. Heureusement, des solutions existent pour contrer ces limites, soit le codopage avec l'ytterbium et l'emploi de fibres à double gaine. Ces deux solutions, faisant l'objet de ce mémoire, sont introduites ci-dessous.

## Fibre à double gaine

La fibre à double gaine permet d'augmenter considérablement la puissance pompe pouvant être couplée dans une fibre optique, tout en maintenant un cœur monomode. La différence entre une fibre à double gaine et une fibre standard est montrée à la figure 1. Ayant une deuxième gaine, un laser pompe très puissant peut être guidé dans la gaine interne de la fibre puisque celle-ci possède une grande surface et une grande ouverture numérique. Lors de sa propagation dans la fibre, la puissance pompe se transfère de la gaine interne vers le cœur et permet ainsi d'amplifier le signal monomode s'y propageant. La gaine interne possède habituellement une forme non-circulaire telle que montrée à la figure 1 pour favoriser le transfert du signal pompe vers le cœur puisque l'absorption de la pompe est beaucoup plus lente avec une fibre à double gaine. Par conséquent, des dizaines de watts peuvent être couplés dans une fibre à double gaine pour permettre de concevoir des amplificateurs de haute puissance.

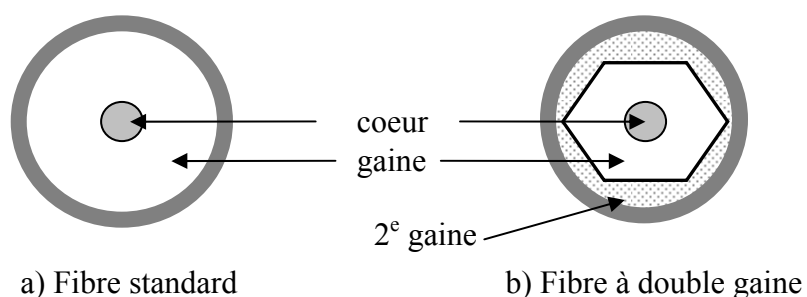


Figure 1. Différence entre une fibre standard et une fibre à double gaine

## Système erbium/ytterbium

Le codopage de l'erbium avec l'ytterbium permet d'augmenter très significativement l'absorption de la pompe, surtout lorsqu'une fibre à double gaine est utilisée. L'ion d'ytterbium absorbe la puissance pompe et excite ensuite l'ion d'erbium par relaxation croisée comme il est montré à la figure 2. L'avantage d'utiliser l'ytterbium au lieu d'exciter directement l'erbium est qu'il est possible de doper très fortement une fibre optique avec l'ytterbium sans produire d'agrégats. De plus, l'ajout d'ytterbium diminue aussi la formation d'agrégats d'erbium et permet d'utiliser une plage de longueur d'onde beaucoup plus large pour pomper le système.

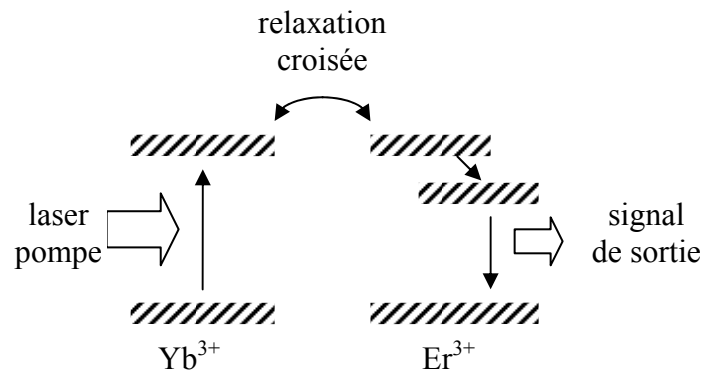


Figure 2. Diagramme des niveaux d'énergie d'un système erbium/ytterbium

## Pertinence du projet

Ainsi, tel que discuté ci-dessus, il est très intéressant d'utiliser une fibre à double gaine codopée à l'erbium et à l'ytterbium pour fabriquer des amplificateurs de haute puissance pour les télécommunications optiques. La conception de tout amplificateur nécessite d'optimiser différents paramètres tels que la longueur de fibre, la puissance pompe, l'ouverture numérique du cœur, la concentration des dopants, le rayon du cœur, etc. Ce travail peut être fait expérimentalement au laboratoire, sauf qu'étant donné le nombre de paramètres en jeu, un temps énorme est nécessaire pour converger vers une configuration optimale avec un processus itératif d'essais et erreurs. Ainsi, un outil de simulation permettant de prédire les performances d'un amplificateur s'avère nécessaire pour accélérer

ce travail. Par exemple, les amplificateurs à fibre dopée avec de l'erbium seulement (EDFA), étant très répandus sur le marché, font l'objet d'une littérature vaste et mature concernant leur modélisation. Plusieurs livres de référence traitent du sujet [Desurvire 1994] [Sudo 1997] et il existe des logiciels commerciaux de modélisation d'EDFA.

Toutefois, le fait de codoper un amplificateur à l'erbium avec de l'ytterbium complique significativement la modélisation. Cela est vrai à un point tel que les prédictions obtenues peuvent être totalement erronées. Le fait de développer un modèle erbium/ytterbium n'est pas un défi en soi, la littérature en compte plusieurs dont les suivants [Di Pasquale 1994] [Karásek 1997] [Achtenhagen 2001] [Yahel 2003] [Huo 2005]. Le problème provient plutôt du fait qu'il est difficile de déterminer le taux de transfert ( $K_{tr}$ ) entre l'ytterbium et l'erbium et ce paramètre est très critique quant aux résultats de simulations. En effet, nous montrons dans ce mémoire qu'une erreur très significative sur la puissance de sortie et sur la longueur optimale de fibre peut se produire selon la valeur de  $K_{tr}$  choisie. Cette complication est propre à l'erbium/ytterbium puisque dans un système erbium seul, la majorité des paramètres nécessaires à la modélisation sont connus expérimentalement. Cependant, d'après notre revue de la littérature, nous n'avons recensé aucun moyen de mesurer expérimentalement  $K_{tr}$  de façon directe : la majorité des articles sur le sujet détermine  $K_{tr}$  avec un ajustement entre un modèle théorique et des mesures de fluorescence<sup>1</sup>. Cet ajustement dépend alors du modèle théorique utilisé et les auteurs n'ont pu vérifier si leurs valeurs obtenues permettaient de simuler une amplification optique adéquatement.

Cette lacune au niveau de la valeur de  $K_{tr}$  est visible dans la plupart des modèles erbium/ytterbium présents dans la littérature<sup>2</sup>. En effet, ces auteurs utilisent une valeur de  $K_{tr}$  obtenue dans d'autres articles traitant de différents verres. Néanmoins, la valeur de  $K_{tr}$  est très dépendante de la matrice de verre et de la concentration des dopants [Gapontsev 1982]. Donc, une valeur unique de  $K_{tr}$  ne peut être utilisée en toute occasion et elle doit être évaluée pour chaque fibre optique. Ainsi, les résultats de modélisation de ces articles<sup>2</sup> sont très discutables quant à leur utilité à prédire les performances expérimentales d'un système.

---

<sup>1</sup> [Gapontsev 1982] [Cantelar 1998] [Philipps 2001,2002] [Taccheo 2002] [Hinojosa 2003]

<sup>2</sup> [Yahel 2003], [Lester 1995], [Nilsson 1994], [Karásek 1999], [Federighi 1995], [Achtenhagen 2001], [Xia 2004]

Quelques articles récents se sont attaqués à une modélisation plus rigoureuse en comparant leurs simulations à leurs résultats expérimentaux et ainsi ils ont pu utiliser une valeur de  $K_r$  appropriée à leur système. Yelen a rigoureusement caractérisé sa fibre expérimentalement pour ensuite ajuster son modèle aux performances de son laser [Yelen 2005]. Cependant, l'analyse a été faite pour une fibre à simple gaine et en configuration laser seulement ; donc son analyse s'éloigne de l'amplificateur à double gaine que notre présente étude traite. Sinon, Sorbello a fait une analyse d'un amplificateur erbium/ytterbium à double gaine [Sorbello 2001]. Mais, il était limité à moins de 1 W de puissance pompe et n'a pu mesurer et considérer l'effet important de l'émission spontanée amplifiée à 1.0  $\mu\text{m}$  de l'ytterbium, qui est un facteur important à considérer à haute puissance comme nous allons en discuter dans ce mémoire.

## Objectifs du projet

Par conséquent, suite aux lacunes recensées dans la littérature à ce niveau, il est intéressant d'investiguer en profondeur la modélisation et la conception expérimentale d'un amplificateur à fibre à double gaine codopée à l'erbium et à l'ytterbium dans le cadre d'un mémoire de maîtrise. L'objectif précis de ce projet de maîtrise est alors de développer un outil de simulation capable de prédire adéquatement les performances expérimentales d'un amplificateur à fibre à double gaine codopée à l'erbium et à l'ytterbium. Ainsi, trois étapes principales ressortent pour atteindre cet objectif, étant les trois chapitres de ce mémoire :

1. Développer un modèle général permettant de simuler l'amplification dans une fibre optique.
2. Caractériser les paramètres de la fibre nécessaires à la modélisation et mesurer expérimentalement l'amplification de puissance dans une fibre optique à double gaine.
3. Construire un outil de simulation concordant avec les résultats expérimentaux obtenus et permettant de prédire les performances d'un amplificateur à fibre à double gaine codopée à l'erbium et à l'ytterbium.



# Chapitre 1

## MODÉLISATION

La modélisation de systèmes laser, plus spécifiquement des lasers et des amplificateurs à fibre optique, est un domaine relativement mature. Depuis le développement commercial des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium pour les communications optiques, des centaines d'articles et plusieurs livres de référence traitent du sujet ; quelques-uns sont donnés en référence [Giles 1991] [Pederson 1991] [Bjarklev 1993] [Desurvire 1994] [Sudo 1997] [Becker 1999]. La modélisation développée dans le présent chapitre est basée sur les modèles généralement utilisés dans cette littérature, soit des équations de populations électroniques en régime permanent pour représenter la dynamique des dopants et des équations différentielles décrivant l'évolution des puissances le long de la fibre optique. Ce chapitre présente ainsi une synthèse du modèle utilisé pour simuler l'amplification laser dans une fibre optique. La modélisation est introduite seulement de façon générale dans ce premier chapitre ; des résultats de simulation spécifiques avec un système erbium/ytterbium seront présentés au troisième chapitre puisque les simulations doivent être comparées aux résultats expérimentaux.

Pour bien cerner le modèle utilisé, nous considérons que le lecteur ou la lectrice possède des connaissances de base sur l'amplification laser telles que la section efficace et la transition stimulée. Le cas échéant, le livre de Siegman [Siegman 1986] introduit clairement ces concepts de base des lasers pour la personne touchant à ce domaine pour la première fois.

### Résumé des étapes

Pour donner une vue d'ensemble au lecteur ou à la lectrice, les principales étapes de la modélisation d'un effet laser dans une fibre optique sont données ci-dessous.

- Définir les paramètres physiques de la fibre optique allant être modélisée.
- Poser les équations de populations des niveaux électroniques de l'ion actif et les résoudre en régime permanent.

- Décomposer la fibre en sections longitudinales pour calculer l'amplification dans chacune des sections.
- Implémenter numériquement le modèle avec un langage de programmation.

Le présent chapitre explique en détails le processus de résolution découlant de ces points. D'après notre expérience avec la littérature sur le sujet, il est plus facile de comprendre rapidement la modélisation en utilisant un exemple physique simplifié. Donc à la section 1.1, nous expliquons les principes de base de la modélisation avec un cas simple. Par la suite, la technique de résolution de l'amplification dans une fibre optique est généralisée à la section 1.2. La section 1.3 s'attarde finalement à l'implémentation numérique des équations définies à la section 1.2.

## 1.1 Principes de base de la modélisation

### 1.1.1 Paramètres de la fibre optique

L'amplification optique peut se produire dans plusieurs milieux comme un gaz, un semi-conducteur ou un cristal. Le présent travail se concentre sur l'amplification dans une fibre optique de silice à double gaine dont les paramètres physiques sont connus. La figure 3 illustre ces paramètres et le tableau 1 énumère les différents symboles s'y rattachant. Le but de la modélisation est de déterminer les puissances de sortie ( $P_{out}$ ) en fonction des paramètres de la fibre et des puissances d'entrée ( $P_{in}$ ). La modélisation permet également de mesurer la puissance de l'émission spontanée amplifiée ( $P_{ASE}$ ) qui sort à chaque extrémité de la fibre. La figure 3 ne montre qu'un signal, une pompe et une puissance d'ASE dans un sens. Cependant, la modélisation peut tenir compte de plusieurs signaux et pompes incidents par les deux bouts de la fibre tels que présentés à la section 1.2. Par exemple, elle peut également considérer la situation où l'ASE provient d'une cascade d'amplificateurs et qui est émise dans les sens positif et négatif.

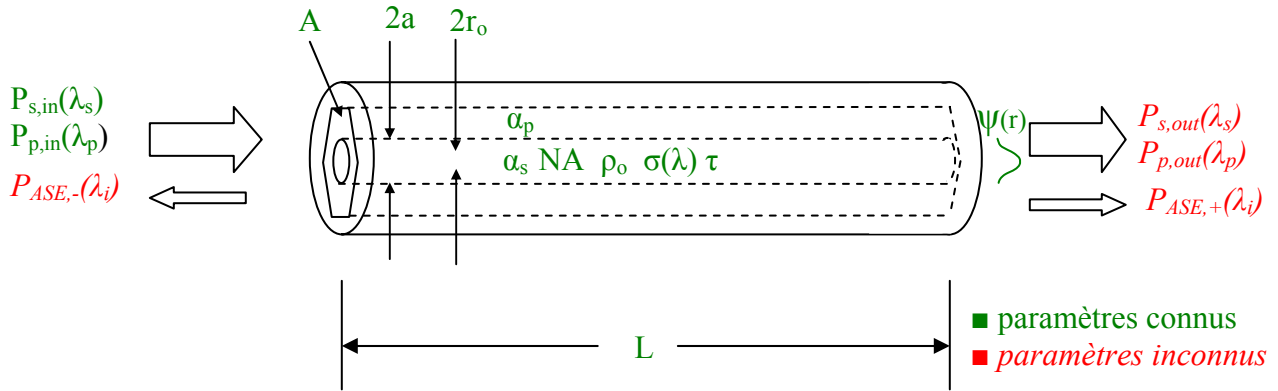


Figure 3. Paramètres impliqués dans la simulation de l'amplification dans une fibre optique

Symbole	Signification	Unité
$a$	rayon du cœur	$\mu\text{m}$
$r_o$	rayon du profil de dopant	$\mu\text{m}$
$A$	aire de la gaine interne	$\mu\text{m}^2$
$L$	longueur de la fibre	$\text{m}$
$NA$	ouverture numérique du cœur	-
$\rho_o$	concentration du dopant actif dans le cœur	$\text{ions}/\text{m}^3$
$\sigma(\lambda)$	section efficace des transitions laser en fonction de la longueur d'onde	$\text{m}^2$
$\tau$	temps de vie de la transition laser du dopant	$\text{ms}$
$\alpha_s$	perte intrinsèque du signal dans le cœur	$\text{m}^{-1}$
$\alpha_p$	perte intrinsèque de la pompe dans la double gaine	$\text{m}^{-1}$
$\psi(r)$	profil de champ radial normalisé du mode propagé	-
$P_s$	puissance du signal à l'entrée (in) et à la sortie (out)	$\text{W}$
$P_p$	puissance de la pompe à l'entrée (in) et à la sortie (out)	$\text{W}$
$P_{ASE}$	puissance de l'émission spontanée amplifiée (ASE) sortant de la fibre dans le sens positif (+) et le sens négatif (-)	$\text{W}$
$\lambda_s$	longueur d'onde du signal	$\text{nm}$
$\lambda_p$	longueur d'onde de la pompe	$\text{nm}$
$\lambda_i$	longueur d'onde de la $i^{\text{ème}}$ composante spectrale de l'ASE	$\text{nm}$

Tableau 1. Paramètres physiques d'un amplificateur optique avec leurs unités respectives

### 1.1.2 Ions actifs et équations des populations des niveaux électroniques

La fibre optique est dopée avec une certaine concentration d'ions actifs permettant l'amplification laser. La modélisation nécessite de considérer la dynamique des populations des niveaux électroniques de cet ion sous l'influence d'un pompage optique et d'un signal laser. Il s'agit alors de bien définir la dynamique de l'ion présent dans notre système.

Nous allons utiliser un exemple simple pour bien saisir le principe. La même démarche peut être ensuite appliquée à tout système amplificateur, dont éventuellement l'erbium/ytterbium. Un cas classique et simple est le système à trois niveaux de l'erbium ( $\text{Er}^{3+}$ ) qui est très connu en communications optiques. Un tel système est représenté à la figure 4. Pour résumer rapidement la dynamique d'un tel système, sous l'effet d'une onde électromagnétique telle un laser pompe ( $P_{p,in}$ ), les atomes au niveau 1 ( $N_1$ ) sont pompés au niveau 3 ( $N_3$ ) par transition stimulée ( $W_{13}$ ) ; ils peuvent également subir l'effet inverse ( $W_{31}$ ). Ensuite, les atomes peuvent se désexcités vers le niveau 2 ( $N_2$ ) par transition non-radiative ( $\gamma_{32}$ ). Du niveau 2, les atomes peuvent émettre un photon ( $P_{ASE}$ ) par émission spontanée ( $1/\tau_{21}$ ) ou amplifier un signal incident ( $P_{s,in}$ ) par transition stimulée ( $W_{21}$ ). Les atomes au niveau 1 peuvent également atténuer le signal incident par le processus inverse ( $W_{12}$ ).

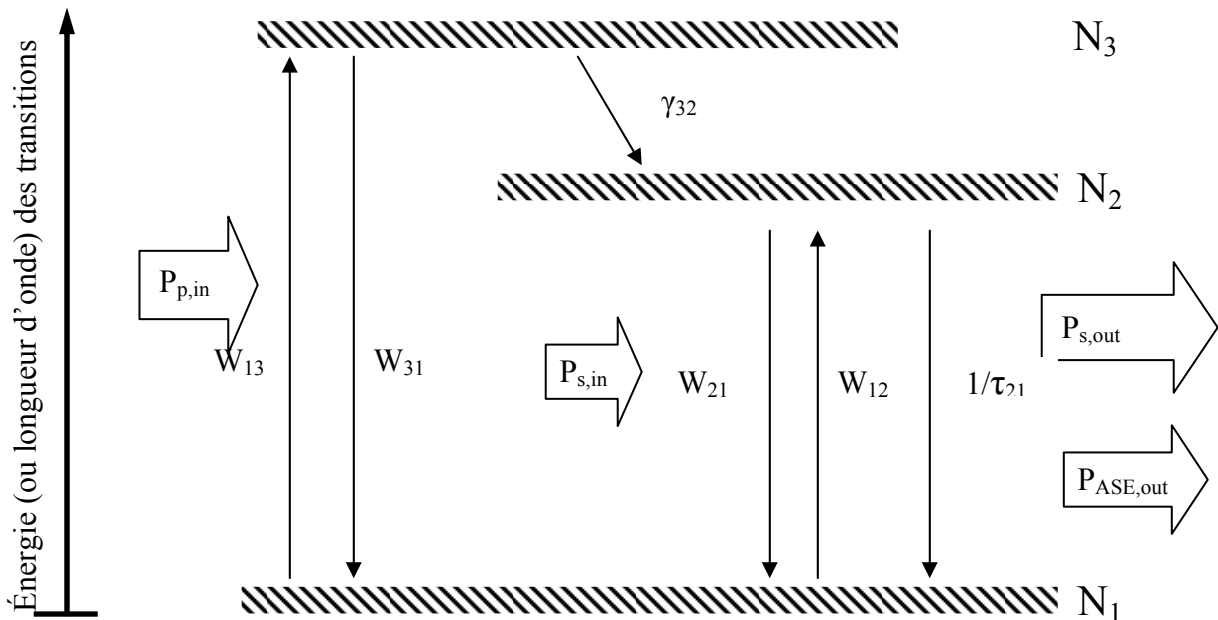


Figure 4. Niveaux électroniques d'un système à trois niveaux et transition laser

Alors, pour ce système donné, nous pouvons définir l'évolution des populations atomiques ( $N_i$ ) avec une équation différentielle pour chaque niveau :

$$\frac{dN_1}{dt} = W_{31}N_3 - W_{13}N_1 + W_{21}N_2 - W_{12}N_1 + \frac{1}{\tau_{21}}N_2 \quad (0.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \gamma_{32}N_3 + W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - \frac{1}{\tau_{21}}N_2 \quad (0.2)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -\gamma_{32}N_3 + W_{13}N_1 - W_{31}N_3 \quad (0.3)$$

Le système est composé d'une densité d'atomes actifs ( $\rho_o$ ) déterminée par la concentration du dopant dans la fibre. Nous incluons donc une équation pour la somme des populations des niveaux électroniques du système :

$$\rho_o = N_1 + N_2 + N_3 \quad (0.4)$$

Beaucoup de lasers et d'amplificateurs opèrent en régime continu ou en régime pulsé à très haute cadence. Alors, l'évolution des populations des niveaux électroniques atteint un régime stationnaire et conserve cet état permanent. Alors, dans de tels systèmes, la dérivée temporelle de chaque population est nulle :

$$\frac{dN_i}{dt} = 0 \quad (0.5)$$

ce qui simplifie les équations (0.1) à (0.3). Puisqu'un système laser est un système fermé qui conserve le nombre d'atomes, seulement deux des trois équations (0.1) à (0.3) sont utiles et la troisième est redondante. Donc, avec les équations (0.1) à (0.4), il est possible de former un système de trois équations avec trois inconnues :  $N_1$ ,  $N_2$  et  $N_3$ . Nous pouvons ainsi résoudre les différentes populations des niveaux atomiques  $N_i$  en fonction des taux de transitions stimulées  $W_{ij}$  et des temps de vie spontanés  $\tau_{ij}$ . Nous pouvons appliquer également des simplifications justifiées pour le système. Par exemple, si nous considérons que le système de la figure 4 est de l'erbium pompé à 980 nm, nous pouvons poser  $W_{31} = 0$  et  $\gamma_{32} \gg 1/\tau_{12}$ , alors  $N_3 \approx 0$ . Ainsi, l'équation (0.3) disparaît et les équations (0.1) et (0.4) se simplifient à

$$\frac{dN_1}{dt} = 0 = -W_{13}N_1 + W_{21}N_2 - W_{12}N_1 + \frac{1}{\tau_{21}}N_2 \quad (0.6)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = 0 = W_{13}N_1 + W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - \frac{1}{\tau_{21}}N_2 \quad (0.7)$$

$$\rho_o = N_1 + N_2 \quad (0.8)$$

Bref, cela revient à dire que la transition stimulée de la pompe ( $W_{13}$ ) envoie tous les électrons au niveau 2 directement. Avec un peu d'algèbre, nous obtenons ainsi le résultat suivant :

$$N_2 = \rho_o \frac{W_{13} + W_{12}}{1/\tau_{21} + W_{21} + W_{12} + W_{13}} \quad (0.9)$$

$$N_1 = \rho_o - N_2 \quad (0.10)$$

Comme  $\rho_o$  et  $\tau_{12}$  sont des paramètres connus, il reste alors à déterminer les taux de transition stimulée ( $W_{ij}$ ) en fonction de paramètres connus. Ceux-ci sont donnés par les sections efficaces, les puissances des signaux et la longueur d'onde des transitions. Ainsi, pour l'exemple développé :

$$W_{13} = \frac{\sigma_{13}(\lambda_p) \frac{P_{P,in}}{\pi a^2}}{hc_o/\lambda_p} \quad (0.11)$$

$$W_{21} = \frac{\sigma_{21}(\lambda_s) \frac{P_{s,in}}{\pi a^2}}{hc_o/\lambda_s} + \frac{\sigma_{21}(\lambda_{ASE}) \frac{P_{ASE,in}}{\pi a^2}}{hc_o/\lambda_{ASE}} \quad (0.12)$$

$$W_{12} = \frac{\sigma_{12}(\lambda_s) \frac{P_{s,in}}{\pi a^2}}{hc_o/\lambda_s} + \frac{\sigma_{12}(\lambda_{ASE}) \frac{P_{ASE,in}}{\pi a^2}}{hc_o/\lambda_{ASE}} \quad (0.13)$$

où  $h$  est la constante de Planck, où  $c_o$  est la vitesse de la lumière dans le vide, et où chacune des puissance  $P$  est divisée par l'aire du cœur de la fibre  $\pi a^2$  puisque l'intensité du signal

plutôt que la puissance intervient dans ces équations. Évidemment, puisque l'émission spontanée amplifiée (ASE) est habituellement présente sur une centaine de nanomètres, on peut compléter les équations (0.12) et (0.13) en effectuant une sommation sur chaque puissance d'ASE à chaque longueur d'onde.

Ainsi, chaque laser à fibre dopée avec un ion actif peut être modélisé par une série d'équations comme nous l'avons fait pour un système à trois niveaux avec les équations (0.1) à (0.4). La population de chaque niveau peut ensuite être résolue en fonction des puissances incidentes, des sections efficaces et de la concentration d'ions dans la fibre selon les équations (0.9) à (0.13).

### 1.1.3 Amplification longitudinale

Ayant maintenant les formules permettant de calculer les populations des niveaux atomiques, nous pouvons nous attaquer directement à l'amplification du signal dans la fibre. La technique employée consiste à diviser la fibre optique dopée en plusieurs sections infinitésimales de longueur  $dz$  tel que montrée à la figure 5.

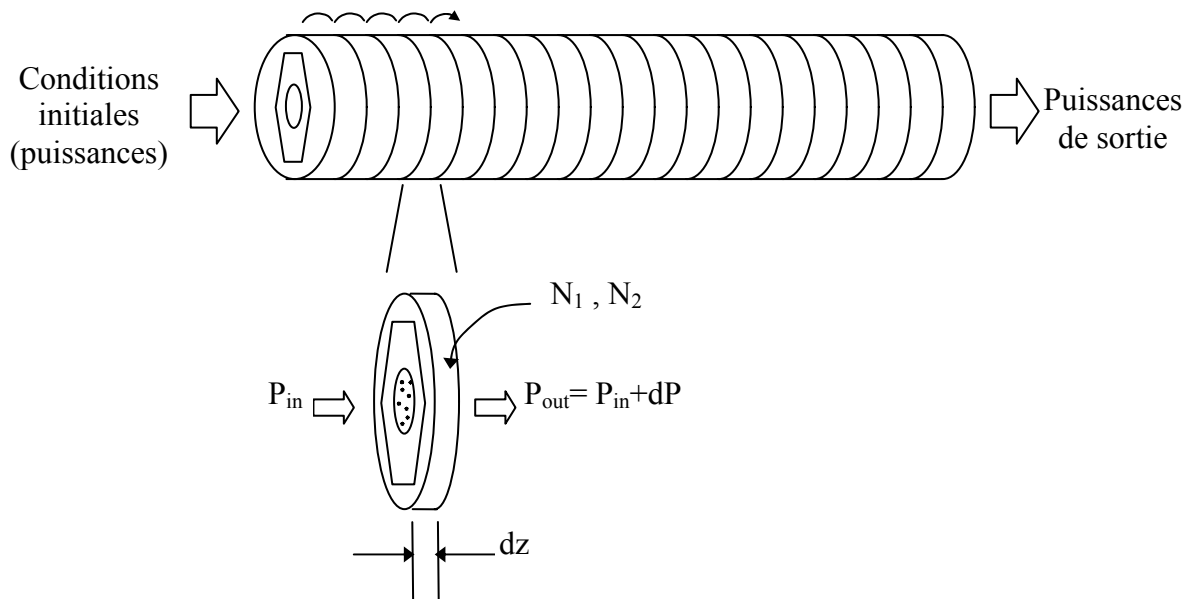


Figure 5. Décomposition longitudinale de la fibre dopée en N sections de longueur  $dz$

Ainsi, nous pouvons calculer l'amplification de la lumière dans chaque section de la fibre avec les formules suivantes :

$$\frac{dP_s}{dz} = (\sigma_{21}N_2 - \sigma_{12}N_1 - \alpha_s)P_{s,in} \quad (0.14)$$

$$\frac{dP_p}{dz} = (\sigma_{31}N_3 - \sigma_{13}N_1 - \alpha_p)P_{p,in} \quad (0.15)$$

$$\frac{dP_{ASE}}{dz} = (\sigma_{21}N_2 - \sigma_{12}N_1 - \alpha_s)P_{ASE,in} + 2 \frac{hc_o}{\lambda_{ASE}} (\Delta\nu) \sigma_{21}N_2 \quad (0.16)$$

Les différents symboles ont été introduits au tableau 1 ;  $h$  est la constante de Planck et  $c_o$  est la vitesse de la lumière dans le vide. Nous pouvons alors déterminer la puissance amplifiée  $dP$  dans une section de fibre  $dz$  en calculant les populations atomiques  $N_1$  et  $N_2$  tel que vu à la section précédente. Par conséquent, puisque que nous connaissons les puissances initiales à une extrémité de la fibre, nous pouvons simuler l'amplification de la puissance en appliquant l'équation différentielle à chaque section  $dz$  de l'entrée jusqu'à la sortie de la fibre. Il est à noter qu'un terme de plus est présent dans l'équation (0.16) concernant la puissance ASE . Ce terme représente les photons qui sont créés par émission spontanée dans chaque bande de fréquence. Le facteur 2 provient du fait que l'ASE est émise dans les deux états de polarisation de la fibre. Également, il est important de noter la présence du paramètre  $\Delta\nu$  dans l'équation (0.16), qui est la bande de fréquence de l'ASE en Hz. En effet, l'ASE est générée sur plusieurs terahertz et pour des fins de modélisation, celui-ci est discrétisé en plusieurs composantes spectrales de largeur  $\Delta\nu$  qui est au choix de l'utilisateur. Par exemple, pour l'erbium, la plage 1500 à 1600 nm peut être divisée en 100 composantes spectrales de 1 nm, soit  $\Delta\nu \approx 125 \text{ GHz}$  .

Avant chaque pas  $dz$ , il s'agit de recalculer les populations électroniques selon les puissances incidentes avec les équations (0.9) à (0.13). Quant à l'ASE, sa valeur initiale à une extrémité de la fibre peut être considérée nulle puisque l'ASE est générée lors de la propagation avec l'équation (0.16).



### 1.1.4 Considération du profil du mode

Un dernier élément important à considérer dans la modélisation est le profil de mode  $\psi(r)$  puisque la propagation dans une fibre optique entraîne une distribution radiale de la puissance. Il en résulte que les ions actifs, présents dans le cœur de la fibre, ne sont pas tous excités avec la même puissance pompe dépendamment de leur position radiale. Donc, il faut tenir compte du recouvrement spatial du mode avec le profil de dopant. Il faut alors considérer mathématiquement le profil de mode pour compléter les équations précédemment développées.

La figure 6 illustre le recouvrement du profil de mode avec le profil de dopant. Le profil de dopant peut être considéré uniforme et carré avec une bonne exactitude comme nous en discuterons à la section 2.1.6. Ceci revient à modéliser mathématiquement un profil de dopant  $\rho(r)$  à saut donné par l'équation (0.17) ci-dessous :

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_o & , r \leq r_o \\ 0 & , r > r_o \end{cases} \quad (0.17)$$

où  $r_o$  est le rayon du dopant et  $\rho_o$  est la concentration du dopant. Par exemple, avec le profil de dopant montré à la figure 6,  $\rho_o = 0.8 \times 10^{26}$  ions/m<sup>3</sup> et  $r_o = 2 \mu\text{m}$ .

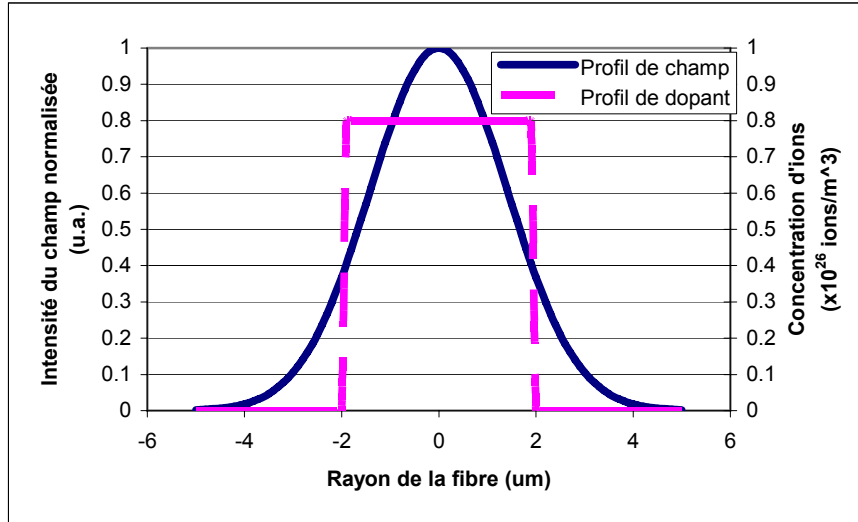


Figure 6. Recouvrement spatial entre le profil de champ du signal et la distribution radiale de dopants dans la fibre optique

Habituellement, la propagation dans la fibre optique est monomode puisque le saut d'indice est faible. Le profil transversal du mode peut alors être modélisé avec le mode  $LP_{01}$  d'une fibre optique standard. Le développement mathématique de ces modes est bien connu et peut être retrouvé, par exemple, dans le livre de Buck [Buck 1995]. Le profil peut alors être représenté par des fonctions de Bessel avec l'équation suivante :

$$I(r) \propto \begin{cases} J_0^2(ur/a) & , \quad r \leq a \\ \frac{J_0^2(u)}{K_0^2(w)} K_0^2(wr/a) & , \quad r > a \end{cases} \quad (0.18)$$

pour :

$$u \approx u_\infty \frac{V}{V+1} \left( 1 - \frac{u_\infty^2}{6(V+1)^3} - \frac{u_\infty^4}{6(V+1)^5} \right)$$

$$w = \sqrt{V^2 - u^2}$$

$a$  = rayon de la fibre

$u_\infty = 2.405$  en régime monomode

$$V = \frac{2\pi NAa}{\lambda} \quad , \quad \text{où NA = ouverture numérique de la fibre}$$

Si la puissance pompe se propage dans la double gaine, la propagation est hautement multimode étant donné le grand diamètre et la grande ouverture numérique typique d'une double gaine. Le champ se propageant peut alors être considéré comme étant réparti uniformément sur toute la surface de la double gaine et son profil est donné par l'équation (0.19) :

$$I_{\text{double-gaine}}(r) = \frac{P_{\text{double-gaine}}}{\text{Aire}_{\text{double-gaine}}} \quad , \quad r \leq \text{rayon de la double-gaine} \quad (0.19)$$

Cette équation implique le rayon de la double gaine. Même si celle-ci est de forme non-circulaire, i.e. hexagonale, l'aire de l'hexagone peut être ramenée en un équivalent circulaire en toute justesse puisque seulement la densité de puissance importe. Les paramètres des

équations (0.18) et (0.19) étant tous mesurables expérimentalement, nous connaissons alors le profil de mode se propageant dans la fibre. Cependant, pour des fins de modélisation, nous sommes intéressés à connaître la fraction de puissance du mode interagissant avec le dopant dans la fibre. Donc, nous pouvons normaliser le mode pour que son aire totale égale à 1, ce qui nous permet d'obtenir cette fraction. Le profil de mode normalisé  $\psi(r)$  est alors

$$\psi(r) = \frac{I(r)}{I_{total}}, \quad \text{où} \quad I_{total} = \iint_{surface} I(r) dA = 2\pi \int_0^{\infty} I(r) r dr \quad (0.20)$$

L'intégrale sur la surface de la fibre en deux dimensions se ramène à une dimension étant donné la symétrie radiale de la fibre. En pratique, le profil d'indice n'est jamais parfaitement donné par un saut d'indice, mais le mode se propageant est quand même très bien représenté par l'équation (0.18). Il est également possible d'effectuer une approximation gaussienne du mode pour plus de simplicité. Cependant, nous avons conservé le maximum d'exactitude possible en conservant la forme exacte du mode  $LP_{01}$  étant donné que le temps de simulation nous le permettait.

Par conséquent, nous pouvons ajouter la contribution du profil de mode dans l'amplification longitudinale. Puisque celui-ci varie avec la longueur d'onde, il faut calculer le profil de mode séparément aux longueurs d'onde du signal  $\psi_s(r)$ , de la pompe  $\psi_p(r)$  et de l'ASE  $\psi_{ASE}(r)$ . Les équations (0.14) à (0.16) deviennent alors :

$$\frac{dP_s}{dz} = 2\pi \int_0^{r_o} (\sigma_{21}N_2(r) - \sigma_{12}N_1(r) - \alpha_s) P_{s,in} \psi_s(r) r dr \quad (0.21)$$

$$\frac{dP_p}{dz} = 2\pi \int_0^{r_o} (\sigma_{31}N_3(r) - \sigma_{13}N_1(r) - \alpha_p) P_{p,in} \psi_p(r) r dr \quad (0.22)$$

$$\frac{dP_{ASE}}{dz} = 2\pi \int_0^{r_o} \left[ (\sigma_{21}N_2(r) - \sigma_{12}N_1(r) - \alpha_s) P_{ASE,in} + 2 \frac{hc_o}{\lambda_{ASE}} (\Delta\nu) \sigma_{21}N_2(r) \right] \psi_{ASE}(r) r dr \quad (0.23)$$

Puisque nous recherchons le recouvrement avec le dopant, l'intégrale est effectuée jusqu'au rayon du dopant  $r_o$ .

Il faut également considérer le profil de mode pour les transitions stimulées de la façon suivante :

$$W_{13}(r) = \frac{\sigma_{13}(\lambda_p)P_{P,in}}{hc_o/\lambda_p} \psi_p(r) \quad (0.24)$$

$$W_{21}(r) = \frac{\sigma_{21}(\lambda_s)P_{s,in}\psi_s(r)}{hc_o/\lambda_s} + \frac{\sigma_{21}(\lambda_{ASE})P_{ASE,in}\psi_{ASE}(r)}{hc_o/\lambda_{ASE}} \quad (0.25)$$

$$W_{12}(r) = \frac{\sigma_{12}(\lambda_s)P_{s,in}\psi_s(r)}{hc_o/\lambda_s} + \frac{\sigma_{12}(\lambda_{ASE})P_{ASE,in}\psi_{ASE}(r)}{hc_o/\lambda_{ASE}} \quad (0.26)$$

Ce dernier raffinement dans les équations (1.24) à (1.26) influencera l'amplification longitudinale lors de leur substitution dans les équations (0.21) à (0.23) par l'entremise de  $N_1(r)$ ,  $N_2(r)$  et  $N_3(r)$  qui contiennent les termes de transitions stimulées. Les populations électroniques  $N(r)$  comportent alors une dépendance radiale.

## 1.2 Modélisation complète et généralisée

La méthode de modélisation a été expliquée dans les sections précédentes à l'aide d'un exemple simple avec seulement une pompe, un signal et une puissance ASE amplifiés dans un sens. Néanmoins, il est nécessaire de généraliser la modélisation pour tout cas d'amplification, que ce soit un laser, où un signal oscille dans la cavité, ou pour un amplificateur avec plusieurs signaux et pompes injectés dans les deux sens. De plus, dans toute amplification, l'ASE se forme dans les deux sens et sur une très large bande de longueurs d'onde ; il faut alors considérer la dépendance spectrale de celle-ci.

### 1.2.1 Configuration générale

Nous voulons développer un outil de simulation se prêtant à toute situation d'amplification dans une fibre optique. La figure 7 ci-dessous présente les cas généraux que nous voulons modéliser, soit l'amplificateur, le laser à cavité linéaire et le laser à cavité en anneau.

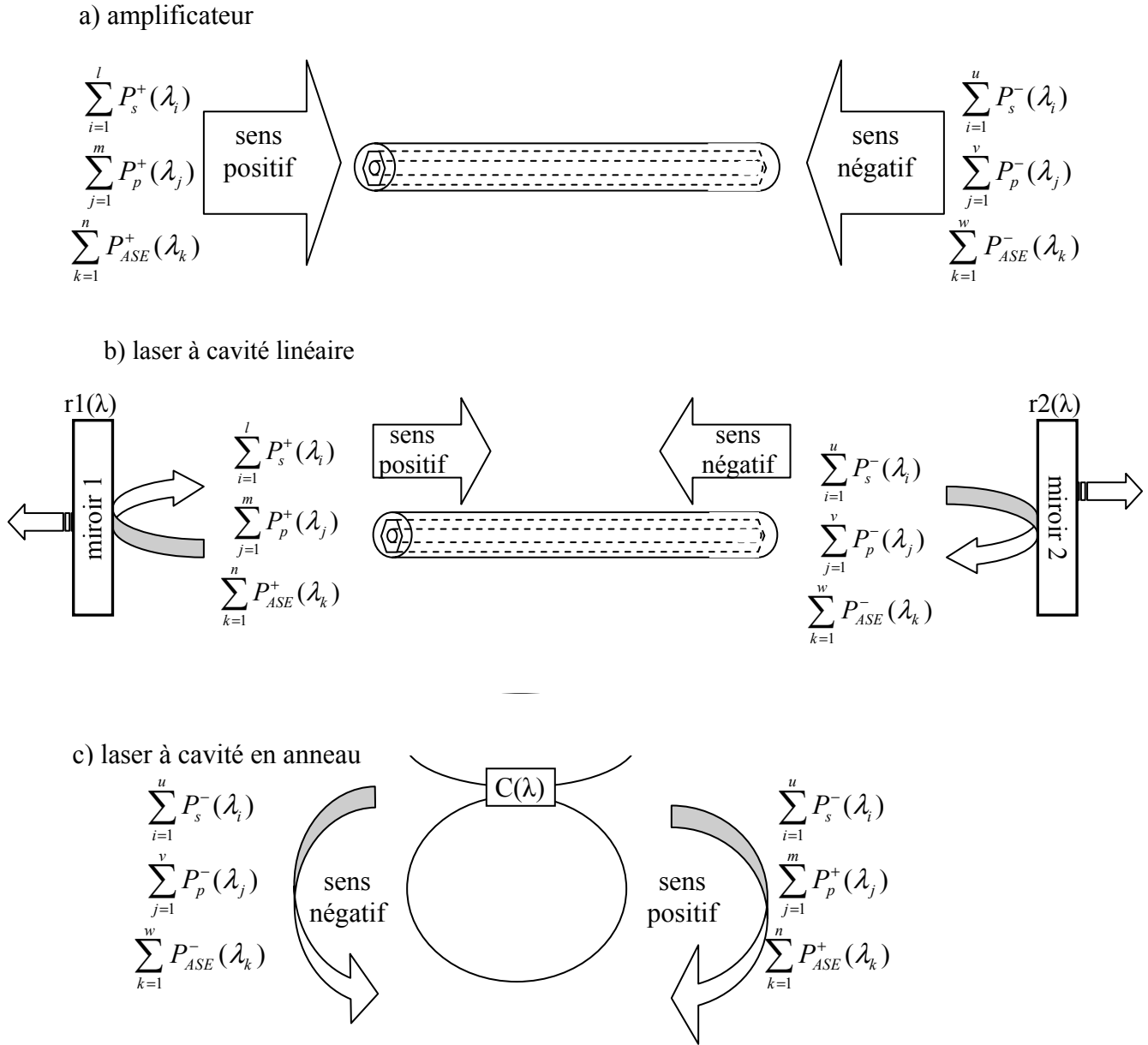


Figure 7. Schéma général de simulation de (a) un amplificateur, (b) un laser Fabry-Perot et (c) un laser en anneau où se propagent dans le sens positif  $l$  signaux,  $m$  pompes et  $n$  composantes d'ASE et dans le sens négatif,  $u$  signaux,  $v$  pompes et  $w$  composantes d'ASE.

### 1.2.2 Équations généralisées

Les équations pour modéliser un tel système sont les mêmes que celles vues précédemment sauf que nous devons généraliser pour un système quelconque et considérer un nombre élevé de signaux qui sont représentés avec des sommations numériques.

Considérons alors une fibre optique dopée avec un ion actif dont la dynamique est représentée par  $i$  niveaux atomiques. Nous pouvons former  $i-1$  équations différentielles indépendantes dont la dérivée est nulle en régime permanent et une équation pour la somme des populations :

$$\begin{aligned}
\frac{dN_1}{dt} &= 1/\tau_{21} N_2 + \dots = 0 \\
\frac{dN_2}{dt} &= W_{23} N_2 + \dots = 0 \\
&\vdots \\
\frac{dN_{i-1}}{dt} &= W_{hi} N_i + \dots = 0 \\
\rho_o &= N_1 + N_2 + \dots + N_i
\end{aligned} \tag{0.27}$$

Ce système forme alors  $i$  équations avec  $i$  inconnues étant les populations atomiques  $N_i$ . Nous pouvons alors trouver une solution de la forme

$$\begin{aligned}
N_1(r) &= f(\rho_o, W_{ab}, W_{ba}, \tau_{21}, \dots) \\
N_2(r) &= f(\rho_o, W_{ab}, W_{ba}, \tau_{21}, \dots) \\
&\vdots \\
N_i(r) &= f(\rho_o, W_{ab}, W_{ba}, \tau_{21}, \dots)
\end{aligned} \tag{0.28}$$

où les différentes transitions stimulées sont définies par

$$\begin{aligned}
W_{ab}(r) &= \sum_1^l \frac{\sigma_{ab}(\lambda_l) P_s^+(\lambda_l) \psi_s(r, \lambda_l)}{hc_o/\lambda_l} + \sum_1^n \frac{\sigma_{ab}(\lambda_n) P_{ASE}^+(\lambda_n) \psi_{ASE}(r, \lambda_n)}{hc_o/\lambda_n} \\
&\quad + \sum_1^u \frac{\sigma_{ab}(\lambda_u) P_s^-(\lambda_u) \psi_s(r, \lambda_u)}{hc_o/\lambda_u} + \sum_1^w \frac{\sigma_{ab}(\lambda_w) P_{ASE}^-(\lambda_w) \psi_{ASE}(r, \lambda_w)}{hc_o/\lambda_w} \\
W_{ac}(r) &= \sum_1^m \frac{\sigma_{ab}(\lambda_m) P_p^+(\lambda_m) \psi_p(r, \lambda_m)}{hc_o/\lambda_m} + \sum_1^v \frac{\sigma_{ab}(\lambda_v) P_p^-(\lambda_v) \psi_p(r, \lambda_v)}{hc_o/\lambda_v} \\
W_{ba}(r) &= \dots \\
&\vdots \\
W_{ih}(r) &= \dots
\end{aligned} \tag{0.29}$$

Ainsi, chaque transition stimulée est calculée en sommant numériquement toutes les puissances incidentes dans les deux sens. La longueur d'onde de la pompe et celle du signal

sont habituellement dans des plages différentes. Alors, les transitions stimulées concernant la pompe nécessitent de sommer les puissances pompes seulement et celles concernant le signal et l'ASE nécessitent de sommer les puissances des signaux et de l'ASE. Cette différence a été illustrée à la figure 4.

Par la suite, l'équation différentielle d'amplification longitudinale est appliquée à chaque puissance dans le sens positif, soit à chaque signal  $P_{s,i}^+$  de  $i = 1$  à  $l$ , à chaque pompe  $P_{p,j}^+$  de  $j = 1$  à  $m$  et à chaque ASE  $P_{ASE,k}^+$  de  $k = 1$  à  $n$  comme aux équations (0.30) à (0.32) :

$$\frac{dP_{s,i}^+}{dz} = 2\pi \int_0^{r_o} (\sigma_{ba}N_b(r) - \sigma_{ab}N_a(r) - \alpha_s) P_{s,in,i}^+ \psi_{s,i}(r, \lambda_i) r dr, \quad \text{pour } i = 1 \text{ à } l \quad (0.30)$$

$$\frac{dP_{p,j}^+}{dz} = 2\pi \int_0^{r_o} (\sigma_{dc}N_d(r) - \sigma_{cd}N_c(r) - \alpha_p) P_{p,in,j}^+ \psi_{p,j}(r, \lambda_j) r dr, \quad \text{pour } j = 1 \text{ à } m \quad (0.31)$$

$$\frac{dP_{ASE,k}^+}{dz} = 2\pi \int_0^{r_o} \left[ (\sigma_{ba}N_b(r) - \sigma_{ab}N_a(r) - \alpha_s) P_{ASE,in,k}^+ + 2 \frac{hc_o}{\lambda_{ASE}} (\Delta\nu) \sigma_{ba}N_b(r) \right] \psi_{ASE,k}(r, \lambda_k) r dr \quad (0.32)$$

pour  $k = 1$  à  $n$

Les mêmes équations doivent être formées pour les puissances dans le sens négatif, soit à chaque signal  $P_{s,i}^-$  de  $i = 1$  à  $u$ , à chaque pompe  $P_{p,j}^-$  de  $j = 1$  à  $v$  et à chaque ASE  $P_{ASE,k}^-$  de  $k = 1$  à  $w$  comme aux équations (0.33) à (0.35). Il faut aussi ajouter un signe négatif à ces équations puisque les puissances se propagent dans le sens négatif.

$$\frac{dP_{s,i}^-}{dz} = -2\pi \int_0^{r_o} (\sigma_{ba}N_b(r) - \sigma_{ab}N_a(r) - \alpha_s) P_{s,in,i}^- \psi_{s,i}(r, \lambda_i) r dr, \quad \text{pour } i = 1 \text{ à } u \quad (0.33)$$

$$\frac{dP_{p,j}^-}{dz} = -2\pi \int_0^{r_o} (\sigma_{dc}N_d(r) - \sigma_{cd}N_c(r) - \alpha_p) P_{p,in,j}^- \psi_{p,j}(r, \lambda_j) r dr, \quad \text{pour } j = 1 \text{ à } v \quad (0.34)$$

$$\frac{dP_{ASE,k}^-}{dz} = -2\pi \int_0^{r_o} \left[ (\sigma_{ba}N_b(r) - \sigma_{ab}N_a(r) - \alpha_s) P_{ASE,in,k}^- + 2 \frac{hc_o}{\lambda_{ASE}} (\Delta\nu) \sigma_{ba}N_b(r) \right] \psi_{ASE,k}(r, \lambda_k) r dr \quad (0.35)$$

pour  $k = 1$  à  $w$

Les niveaux supérieur et inférieur de la transition  $N_a(r)$ ,  $N_b(r)$ ,  $N_c(r)$ , et  $N_d(r)$  sont à déterminer selon le schéma approprié. De façon générale, dans les équations (0.30) à (0.35),  $a$  désigne le niveau inférieur de la transition du signal (et de l'ASE),  $b$  désigne le niveau supérieur de la transition du signal (et de l'ASE),  $c$  désigne le niveau inférieur de la transition de la pompe et  $d$  désigne le niveau supérieur de la transition de la pompe. Nous avons fait un tel schéma à la figure 4 pour un exemple précis. Habituellement, l'ASE et les signaux impliquent les mêmes transitions.

## 1.3 Implémentation numérique

### 1.3.1 Algorithme numérique

Toutes les équations de modélisation doivent être implémentées par l'entremise d'un langage de programmation. En effet, celles-ci ne peuvent pas être résolues analytiquement et des méthodes numériques doivent être appliquées aux équations pour l'intégration radiale  $r$  et pour résoudre l'équation différentielle en  $z$ . Plusieurs algorithmes existent pour effectuer ces deux opérations et le programmeur peut choisir celui qui lui convient le mieux. Nous avons utilisé la méthode des trapèzes composés pour effectuer l'intégration en  $r$  et la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 pour résoudre les équations différentielles. Ces méthodes sont très communes et peuvent être retrouvées facilement dans les livres de référence d'analyse numérique [Fortin 2001].

### 1.3.2 Résolution numérique

Avec ces algorithmes numériques en main, un système d'amplification quelconque peut être résolu. La figure 8 illustre la résolution numérique de l'amplification dans une fibre et les étapes s'y rattachant sont décrites plus en détails ci-dessous. Il est important de noter que même si des signaux se propagent dans les deux sens, la résolution de l'amplification se fait un sens à la fois. Si nous amplifions dans le sens positif, nous commençons avec les conditions initiales connues à l'entrée gauche de la fibre.

1. En utilisant la première section de fibre  $dz$ , la première étape est de calculer les populations des niveaux électroniques avec les équations (0.28) et (0.29). Elles sont calculées avec les puissances incidentes dans le sens positif et le sens négatif. Pour



cette première section, les puissances dans le sens positif proviennent des conditions initiales et les puissances dans le sens négatif proviennent de la propagation de celles-ci lors d'une itération antérieure dans le sens négatif. Une fois le calcul fait, ces populations peuvent alors être substituées dans les équations (0.30) à (0.32).

2. Il reste tout de même une dépendance en  $r$  à cause des profils de champ. Alors la deuxième étape est de résoudre l'intégrale dans les équations (0.30) à (0.32) avec la méthode des trapèzes.
3. La troisième étape est de calculer l'amplification des puissances  $dP$  dans la section  $dz$  en résolvant les équations différentielles (0.30) à (0.32) avec la méthode de Runge-Kutta. Cette étape est faite individuellement pour chaque signal, chaque pompe et chaque ASE se propageant dans le sens positif.

Alors nous avons déterminé les puissances amplifiées (ou absorbées pour un signal pompe) qui sortent de la première section de la fibre. Alors ces puissances de sortie deviennent les puissances incidentes positives pour la prochaine section de fibre et nous pouvons recommencer les étapes 1 à 3 pour la deuxième section  $dz$  de fibre. Ces étapes sont effectuées pour chaque section de fibre jusqu'à ce que l'extrémité de la fibre soit atteinte. Ensuite, la même procédure peut être effectuée dans l'autre sens, soit le sens négatif, en partant avec les conditions initiales dans le sens négatif. En propagation inverse, il est à noter que les signes des équations (0.30) à (0.32) doivent être inversés ; effectivement, l'effet de l'amplification est inversé puisque le faisceau se propage vers les  $-z$ .

### 1.3.3 Méthode de relaxation

Les algorithmes sont assez simples à implémenter. Toutefois, un problème se pose avec le fait de résoudre numériquement l'amplification : il est seulement possible de propager les puissances selon un sens à la fois. Néanmoins, il se propage également des puissances dans l'autre sens qui viennent augmenter ou diminuer les populations atomiques  $N_i(r)$ . Par exemple,

un signal se propageant dans le sens positif peut subir une forte amplification à priori, sauf que si nous ajoutons un fort signal dans le sens négatif, ce premier signal ne subira plus aucune amplification. Heureusement, des méthodes numériques existent pour résoudre ce problème. Une technique appropriée est la méthode de relaxation ; cette méthode standard est décrite dans plusieurs livres d'analyse numérique [Fortin 2001], [Press 2002] .

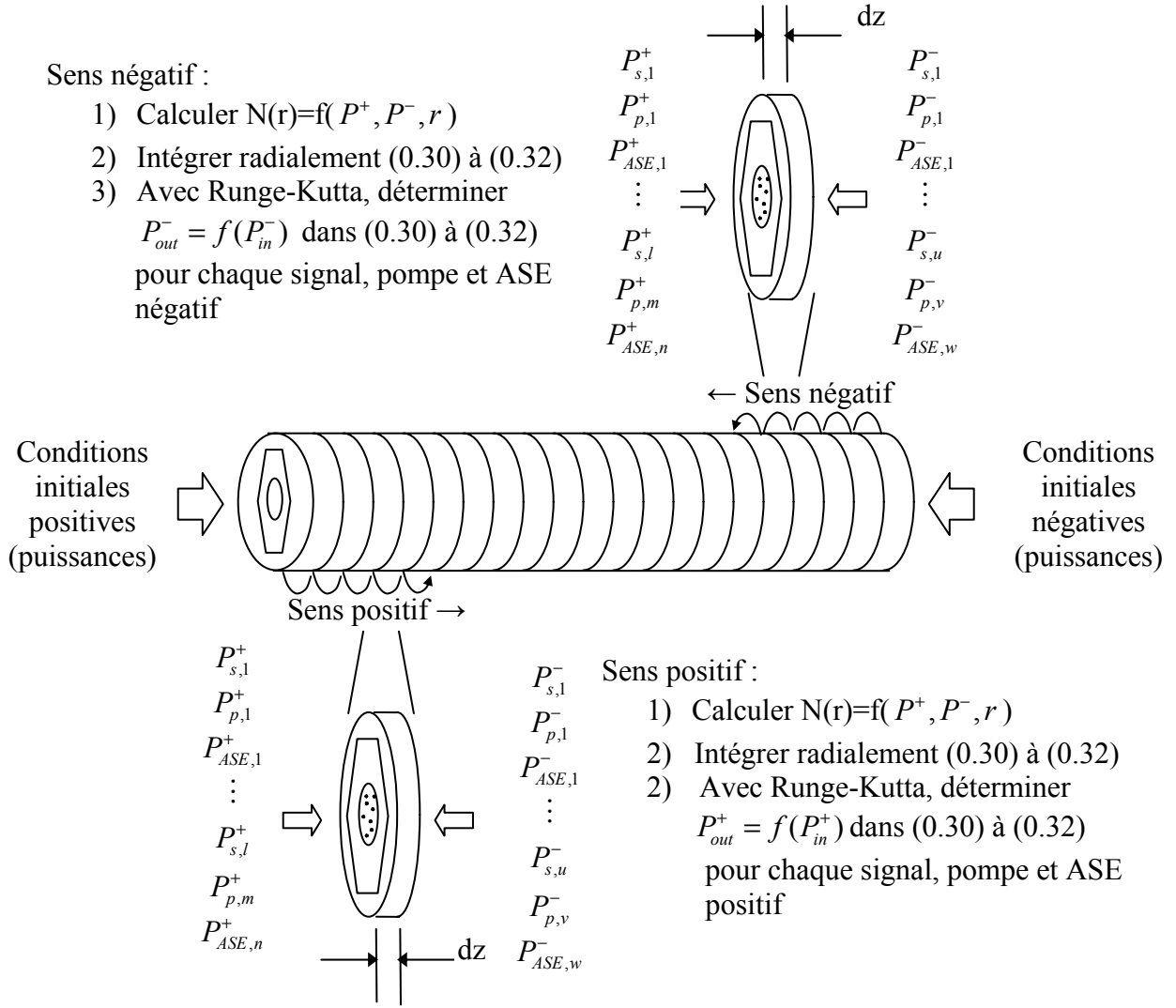


Figure 8. Résolution numérique générale d'un système d'amplification à fibre

La méthode de relaxation consiste à propager les puissances en faisant des allers-retours dans la fibre jusqu'à ce qu'un critère de convergence soit atteint. Le critère de convergence à utiliser est laissé au choix de l'utilisateur. Par exemple, il peut être fixé sur la population du niveau  $N_i$ , tel que montré ci-dessous, ou bien la somme des puissances ASE dans le sens négatif à  $z = 0$  aurait pu être appropriée. La figure 9 illustre la méthode de relaxation pour un amplificateur et la figure 10, pour un laser à cavité linéaire. Le même principe s'applique pour un laser en anneau en modifiant les conditions aux limites. Ces différentes configurations ont été introduites à la figure 7.

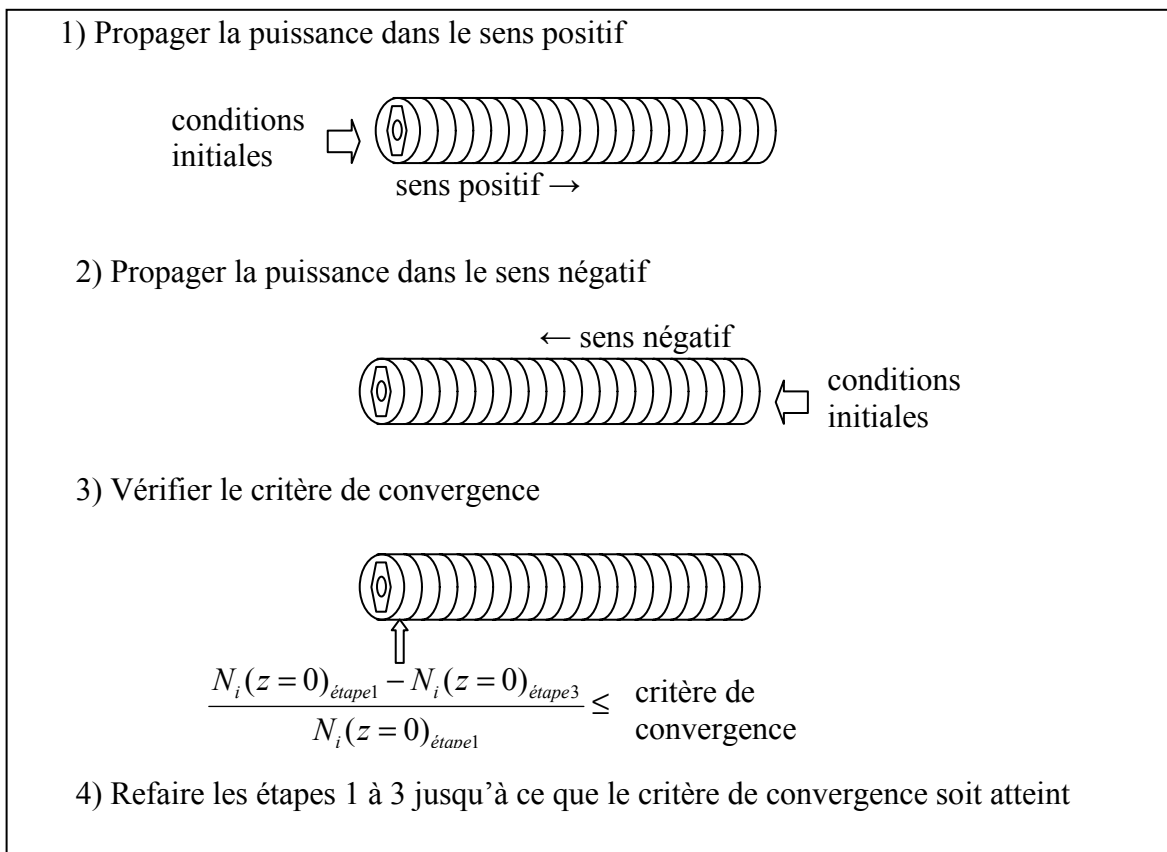


Figure 9. Méthode de relaxation pour un amplificateur à fibre

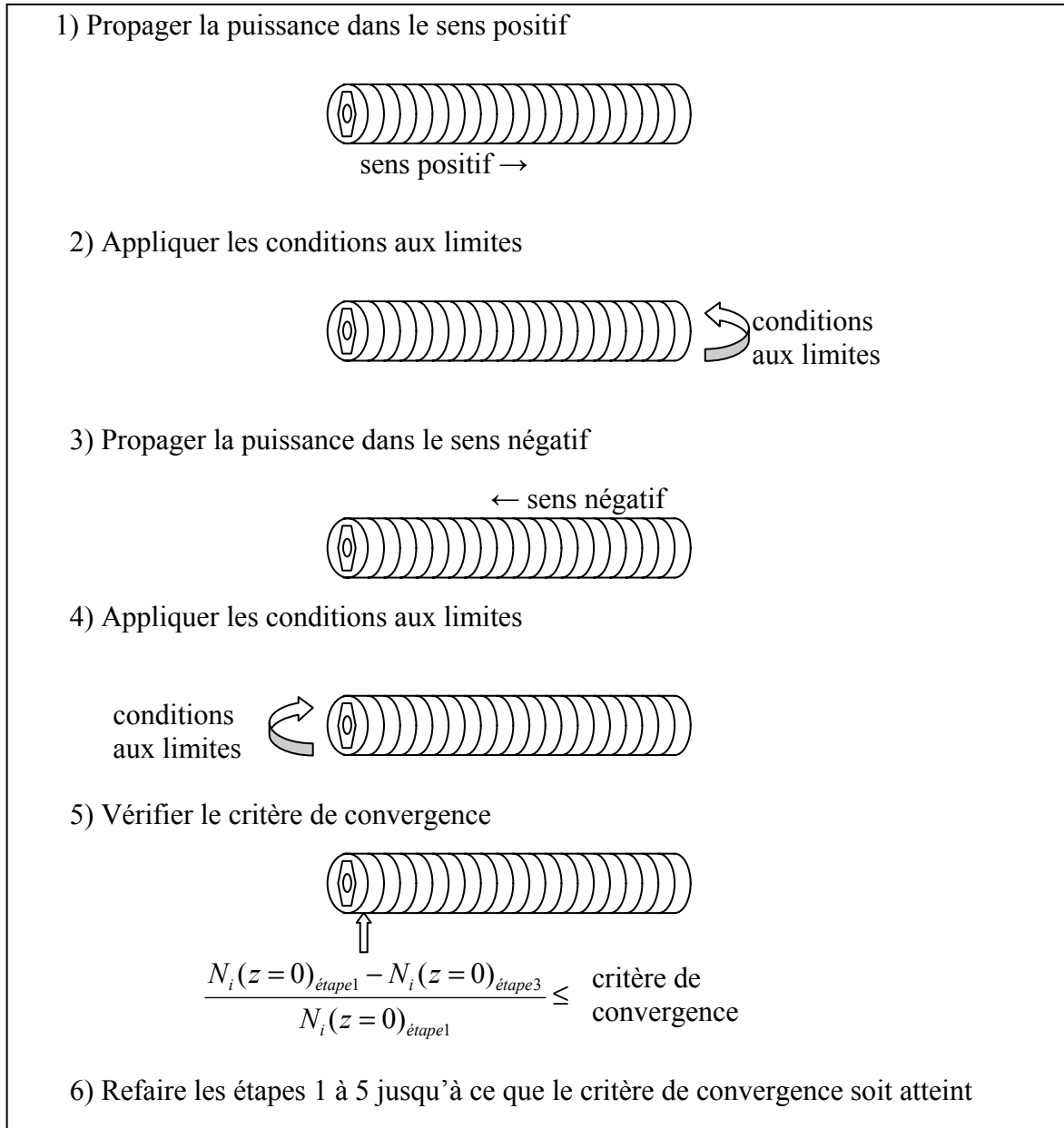


Figure 10. Méthode de relaxation pour un laser à cavité linéaire

Pour une configuration d'amplificateur, les mêmes conditions initiales sont toujours utilisées à chaque bout de la fibre pour démarrer une amplification dans un sens. Cependant, dans une configuration laser, des conditions aux limites doivent être utilisées pour établir les conditions initiales. Celles-ci sont choisies selon les réseaux de Bragg ou le coupleur utilisé. Par exemple, dans une cavité linéaire, où un réseau de Bragg ayant une réflectivité de 50 % est fusionné à la sortie de la fibre dopée, si un signal de 4 W sort de la fibre dopée dans le sens positif, 2 W sera réfléchi dans le sens négatif par le réseau de Bragg. Donc, cette condition aux limites fixe la condition initiale pour l'amplification dans l'autre sens. Ces conditions aux limites peuvent être par exemple modélisées mathématiquement de la façon suivante

$$P^-(z=L) = R \times P^+(z=L) \quad , \lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2, \text{ laser à cavité linéaire} \quad (0.36)$$

$$P^+(z=0) = C \times P^+(z=L) \quad , \lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2, \text{ laser à cavité en anneau} \quad (0.37)$$

où  $R$  est la réflectivité du réseau de Bragg,  $C$  est le coefficient de couplage du coupleur et où  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  définissent l'intervalle de longueurs d'onde où agissent ces composants.

Bref, la méthode de relaxation nous permet de résoudre systématiquement tout système où de la puissance se propage dans les deux sens, ce qui est pratiquement toujours le cas. Il suffit d'utiliser un critère de convergence et un nombre de pas  $dz$  suffisamment élevé permettant de converger vers une solution stable. Par exemple, une fibre de dix mètres de longueur peut être discrétisée en 1000 pas et un critère de convergence de  $10^{-5}$  peut être utilisé. De plus, cette technique est robuste et converge dans pratiquement tous les cas. Les seuls cas de divergence observés surviennent lorsque l'absorption de l'ion est très élevée, comme dans un laser ytterbium à simple gaine, ou bien lorsque la longueur de fibre est très longue, comme dans un amplificateur erbium à bande L. Il faut être alors plus attentif à la convergence de l'algorithme.

## Chapitre 2

# MESURES EXPÉRIMENTALES

Ce chapitre traite des différentes mesures expérimentales ayant été effectuées dans le cadre du projet. Ce chapitre met l'accent davantage sur la méthode de mesure même que sur les résultats obtenus. Les résultats en tant que tels seront présentés au chapitre 3 puisque ceux-ci doivent être synthétisés et comparés avec les résultats des simulations. La première partie de ce chapitre décrit les mesures ayant été effectuées pour caractériser, de façon la plus complète possible, les paramètres de la fibre optique allant être utilisée. Ces différents paramètres, qui sont énumérés à la section « 1.1.1 Paramètres de la fibre optique », sont nécessaires pour modéliser l'amplification et sont utiles pour bien concevoir expérimentalement l'amplificateur. Puisque le but du projet est de comparer adéquatement la simulation à l'expérience, chaque paramètre de la fibre doit être connu le plus exactement possible, donc chaque mesure est expliquée en détails avec l'incertitude y étant rattachée. La deuxième section s'attaque directement aux mesures d'amplification ayant été effectuées dans une fibre optique erbium/ytterbium à double gaine. Le nom et le modèle des appareils commerciaux de caractérisation qui ont été utilisés pour l'ensemble des mesures sont donnés en annexe 3.

## 2.1. Caractérisation de la fibre

Avec le développement des télécommunications optiques, des méthodes régularisées ont été développées pour caractériser la fibre optique. Les normes « Fiber Optic Test Procedure » (FOTP) développées par l'organisme « Electronic Industries Alliance » (EIA, [www.eia.org](http://www.eia.org)) et les normes « International Electrotechnical Commission » (IEC, [www.iec.ch](http://www.iec.ch)) établissent des protocoles pour mesurer les différents paramètres inhérents à la fibre. La plupart des méthodes de caractérisation de la fibre décrites ci-dessous emploient directement ou sont inspirées de ces normes.

### 2.1.1 Géométrie de la fibre et ouverture numérique

Pour mesurer la géométrie ( $2a$ ,  $A$ ) et le profil d'indice, donc l'ouverture numérique (NA), la norme « EIA/TIA FOTP-176, Automated Gray-Scale Analysis », la norme

« EIA/TIA FOTP-44B, Refractive Index Profil, Refracted Ray Method » et la norme « IEC 60793-1-20 Measurement methods and test procedures - Fibre geometry » sont bien établies. Ces méthodes peuvent être complexes à développer de façon précise et répétable. Mais heureusement, elles ont été incorporées et automatisées dans des appareils commerciaux de caractérisation de fibre optique. Nous avons pu ainsi directement utiliser ces appareils et la procédure de mesure ne sera donc pas davantage explicitée. Le diamètre du cœur et de la gaine peut être mesuré avec une précision de  $\pm 0.05 \mu\text{m}$  par rapport à un échantillon standardisé. Les fibres à double-gaine ont souvent une gaine interne hexagonale, octogonale ou en forme de dé ; nos appareils peuvent mesurer de telles géométries non circulaires. Le profil d'indice, quant à lui, peut être mesuré avec une précision de 0.001 sur la différence d'indice et inférieur à 0.5  $\mu\text{m}$  sur la position radiale. Le profil d'indice nous permet de calculer l'ouverture numérique ( $NA$ ) qu'aurait une fibre à saut d'indice équivalente. La précision sur le  $NA$  est de  $\pm 0.01$ . Toutes ces mesures sont typiquement effectuées à 850 nm ou à 1310 nm pour ne pas interférer avec l'absorption des dopants de la fibre.

### 2.1.2 Perte intrinsèque

La perte intrinsèque ( $\alpha_s, \alpha_p$ ) de la fibre peut être mesurée avec la procédure « FOTP-78 Spectral Attenuation Cutback Measurement ». Le montage que nous avons utilisé est montré à la figure 11.

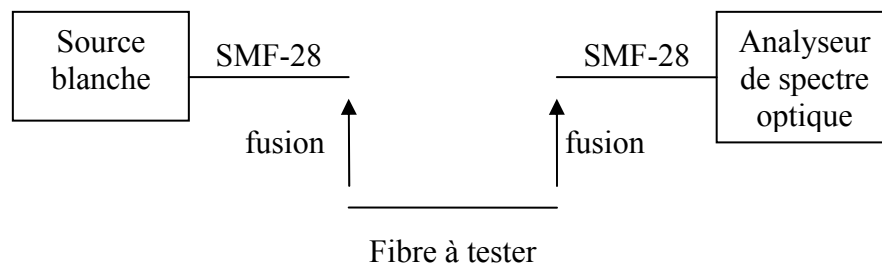


Figure 11. Montage pour mesurer les pertes intrinsèques du cœur d'une fibre optique.

Nous utilisons une lampe blanche et un analyseur de spectre optique pour obtenir une information spectrale ; un signal laser et un wattmètre donnerait la même information à une



longueur d'onde seulement. Pour ne pas changer les conditions d'injection à la lampe blanche et à la détection à l'analyseur, une fibre de référence standard, i.e. SMF-28, est fixée en permanence à ceux-ci. La fibre de référence a une longueur d'au moins deux mètres pour atténuer les modes injectés dans la gaine de la fibre par la lampe blanche. La fibre à tester est ensuite fusionnée aux SMF-28 ; nous n'utilisons pas de connecteurs puisque ceux-ci ajoutent une incertitude causée par la non répétabilité lors de la connexion et de la déconnexion. La fibre à tester doit avoir une longueur de plusieurs mètres pour obtenir suffisamment d'atténuation puisque les pertes intrinsèques sont habituellement de quelques dixièmes de dB par mètre seulement. Ensuite, nous coupons la fibre à tester pour conserver une courte longueur, i.e. 20 cm, et nous effectuons la même mesure pour obtenir un spectre de référence. Cette technique est souvent appelée en anglais « cut-back ». Une incertitude en puissance de 0.1 dB provient de la nécessité de refaire une fusion entre les fibres. Donc, pour limiter cette incertitude, nous coupons seulement une des deux fusions lorsque nous réduisons la longueur de fibre pour effectuer la référence. L'atténuation spectrale est ensuite donnée par

$$\alpha_i(\lambda) = \frac{10 * \log(P_{ref}(\lambda) / P(\lambda))}{L - L_{ref}} \left[ \frac{dB}{m} \right], \text{ où } i = p \text{ ou } s \quad (0.38)$$

où  $P(\lambda)$  et  $P_{ref}(\lambda)$  sont les distributions de puissance spectrale mesurées à l'analyseur avec la fibre longue et la fibre courte respectivement, et où  $L$  et  $L_{ref}$  sont les longueurs de fibres  $y$  étant rattachées. Les indices  $p$  et  $s$  réfèrent à l'atténuation du signal et de la pompe respectivement.

Un résultat typique que nous avons obtenu ressemble à celui de la figure 12. Cette mesure est effectuée pour un signal se propageant dans le cœur ( $\alpha_s$ ). Une mesure similaire peut être faite pour un signal se propageant dans la gaine d'une fibre à double gaine pour connaître la perte intrinsèque de la pompe s'y propageant ( $\alpha_p$ ) ; il faut alors utiliser une fibre possédant une deuxième gaine au lieu de la SMF-28. L'incertitude de la mesure est de  $\pm 35$  dB/km ; les barres d'erreur ne sont pas indiquées sur le graphique par souci de clarté. Cette incertitude provient du fait que la plage dynamique de la mesure est faible et/ou les longueurs de fibre disponibles pour faire la mesure sont courtes. En effet, le fait d'utiliser une lampe blanche ne permet de mesurer que de 10 à 20 dB d'atténuation puisque la densité spectrale de celle-ci est

faible. Par conséquent, il n'est pas possible d'utiliser un très long échantillon de fibre et l'incertitude sur la longueur mesurée, i.e.  $\pm 10$  cm sur une longueur de 10 m, se répercute sur la mesure de perte intrinsèque.

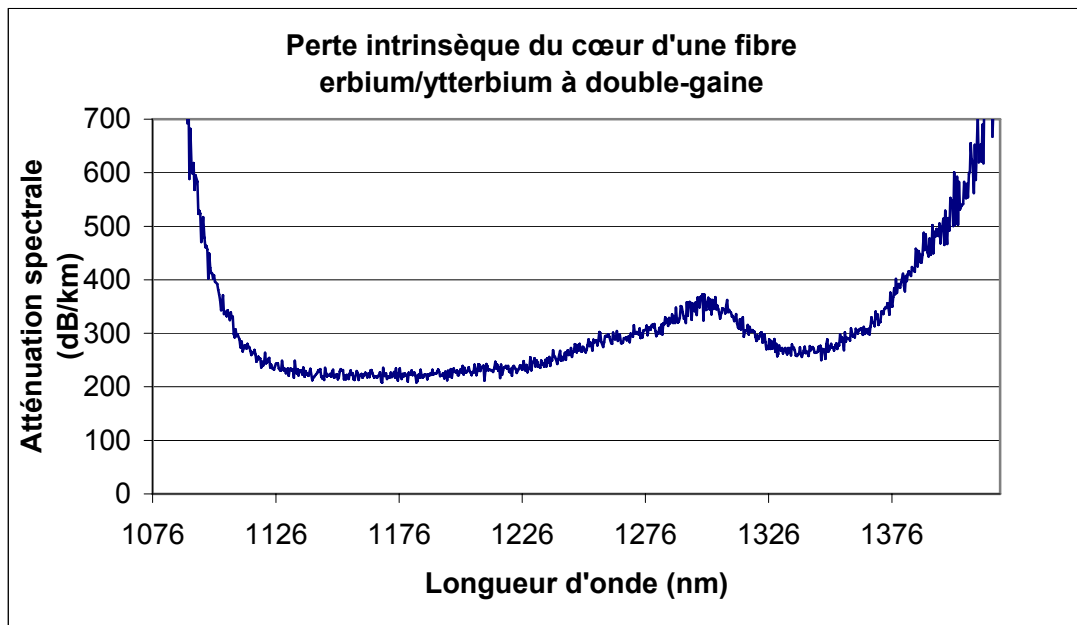


Figure 12. Résultat typique d'une mesure de perte intrinsèque.

Nous pouvons constater un problème inhérent avec la mesure de perte intrinsèque : nous pouvons avoir une mesure véritable seulement entre 1100 nm et 1350 nm (voir la figure 12). Effectivement, en dehors de cette plage, ce n'est pas la perte intrinsèque qui augmente en flèche, mais plutôt l'absorption des dopants, soit l'erbium et l'ytterbium. Donc, il est impossible de connaître exactement la perte intrinsèque aux longueurs d'onde qui nous intéressent, soit un signal autour de 1550 nm et une pompe dans la plage de 900 nm à 1000 nm. Nous pouvons seulement faire l'hypothèse que la perte intrinsèque varie peu entre 900 et 1600 nm. Mais, cette hypothèse est fragile puisque nous pouvons déjà voir que sur la plage 1100 nm à 1350 nm, la perte intrinsèque n'est pas uniforme et qu'il y a en plus un pic d'absorption inconnu à 1300 nm ; ce pic a été également observé par d'autres auteurs [Vienne 1996]. De plus, nous ne pouvons utiliser une fibre équivalente non-dopée pour estimer la perte

intrinsèque en dehors de la plage 1100 nm à 1350 nm. Le procédé de dopage de la fibre augmente significativement la perte intrinsèque. La perte intrinsèque varie même proportionnellement avec la concentration des dopants introduits [Vienne 1996]. Du moins, nous pouvons obtenir une valeur de perte intrinsèque à 1200 nm, i.e.  $210 \pm 35$  dB/m, et extrapoler qu'elle sera du même ordre de grandeur à la longueur d'onde du signal.

Une nuance s'ajoute pour mesurer la perte intrinsèque d'une fibre à double gaine. Que la fibre à double gaine soit dopée ou non, la gaine conserve toujours les mêmes propriétés puisque seulement son cœur est dopé. Donc une fibre à double gaine non-dopée ayant les mêmes propriétés que la fibre dopée quant aux dimensions et à la forme de la gaine peut être utilisée pour évaluer la perte intrinsèque de cette dernière.

### **2.1.3 Absorption à faible signal**

L'absorption à faible signal ( $\alpha$ ) doit être connue pour déterminer la section efficace de la fibre. La mesure d'absorption est très similaire à la mesure de perte intrinsèque, sauf que nous recherchons l'absorption de la lumière (ou perte) créée par les dopants introduits dans la fibre. Cette mesure est habituellement effectuée indépendamment de la mesure de perte intrinsèque puisque les ordres de grandeur en jeu sont très différents. Par exemple, la perte intrinsèque varie entre 0.01 et 1.0 dB/m alors que l'absorption d'un dopant peut dépasser les 500 dB/m. Donc, le montage à utiliser est identique à celui de la perte intrinsèque (figure 11). Cependant, la mesure d'absorption nécessite de faire un « cut-back » sur quelques centimètres seulement pour ne pas absorber tout le signal. De plus, un faible signal, i.e. 1  $\mu$ W, doit être injecté, d'où le nom d'absorption à faible signal. En effet, si un signal de plus grande puissance est injecté, celui-ci peut affecter les populations des niveaux électroniques des dopants, ce qui pourrait réduire l'absorption. Comme pour la perte intrinsèque, il est important de faire la différence entre la mesure d'absorption dans le cœur et dans la gaine.

### **2.1.4 Perte de fusion**

Pour tout composant à fibre, il est inévitable de vouloir connecter deux fibres optiques ensemble. Le moyen occasionnant le moins de perte et de réflexion est de fusionner les deux fibres ensemble avec une fusionneuse. Même si les deux fibres sont identiques, il est inévitable qu'une certaine perte soit créée par la fusion ; cette perte est encore plus grande si

les deux fibres n'ont pas les mêmes paramètres géométriques. Il est ainsi important de bien caractériser cette perte puisque son influence est importante dans plusieurs mesures.

Le moyen le plus simple pour mesurer une perte de fusion est d'utiliser une source de lumière et un wattmètre tels que montré à la figure 13. Une puissance de référence  $P_{ref}(\lambda_1)$  est prise à la sortie de la fibre 1 et ensuite la puissance  $P_{fusion}(\lambda_1)$  est lue après la fusion de la fibre 2. La perte intrinsèque  $\alpha(\lambda)$  de la fibre 2 à la longueur d'onde de la source  $\lambda_1$ , et sa longueur  $L$  en mètre doivent être connues. En effet, il est important de soustraire la perte intrinsèque de la fibre pour ne pas surestimer la perte de fusion. La perte de fusion est alors donnée par l'équation ci-dessous

$$perte\_fusion = 10 * \log \left( \frac{P_{fusion}(\lambda_1)}{P_{ref}(\lambda_1)} \right) - \alpha(\lambda_1) * L \quad [dB] \quad (0.39)$$

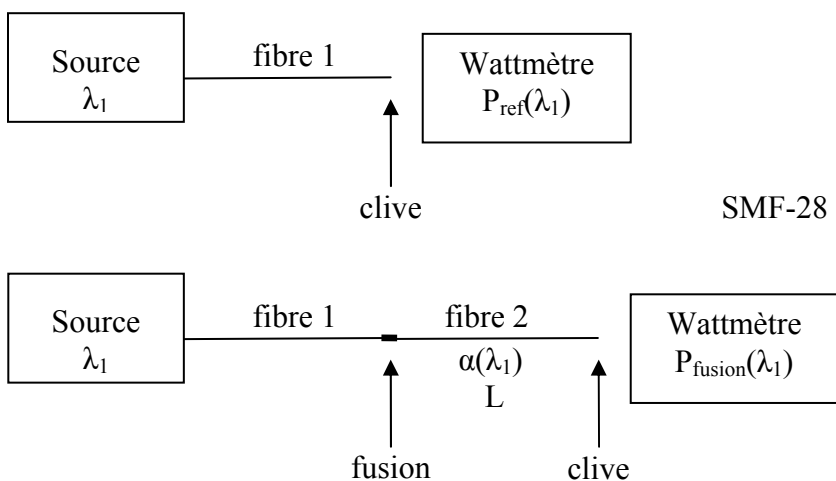


Figure 13. Mesure de la perte de fusion entre deux fibres dont la deuxième est de longueur  $L$  et possède une perte intrinsèque  $\alpha(\lambda)$

Il y a plusieurs points critiques inhérents à la mesure et qui sont expliqués ci-dessous :

#### a. Source utilisée

La source de lumière doit être préférablement assez large en fréquence, i.e. une « LED », pour éviter de créer des interférences parasites qui engendrent des fluctuations de

puissance. Elle doit aussi être précise en puissance puisque des pertes de fusion peuvent être de l'ordre de 0.02 dB. La puissance doit être stable par rapport au temps puisque la fusion d'un module peut s'échelonner sur plusieurs minutes. La longueur d'onde de la source doit également être en dehors de la plage d'absorption des ions actifs dans le cas d'une fibre dopée.

#### b. Répétabilité de la mesure de puissance

Il est également critique d'obtenir une mesure très répétable de puissance au wattmètre puisque nous avons mentionné que la perte fusion est de l'ordre de 0.02 dB. Le meilleur moyen d'obtenir cette répétabilité est d'effectuer la lecture de puissance à partir d'une clive. Une clive est l'action de couper la fibre très précisément à angle droit avec un appareil portant le nom de cliveuse. Avec un wattmètre équipé d'une sphère intégrante lisant la puissance directement à la sortie de la clive, une répétabilité de  $\pm 0.003$  dB peut être atteinte.

#### c. Mesure au wattmètre

Le wattmètre doit être réglé à la longueur d'onde de la source pour obtenir une linéarité appropriée. Si la source est large, le wattmètre peut être réglé à la longueur d'onde centrale de la source si celle-ci est assez symétrique en fréquence et la réponse du détecteur est linéaire. La section 2.4.1 de [Derickson 1998] peut être consultée pour plus de détails sur ce dernier point.

#### d. Fibre à double gaine

Une difficulté s'ajoute si une fibre à double gaine est utilisée mais que nous recherchons la perte de fusion pour un signal se propageant dans le cœur. Le problème est que la puissance perdue dans la fusion continuera à se propager dans la double gaine et sera quand même captée par le détecteur. Le résultat est qu'une perte de fusion nulle est mesurée même si elle est en réalité de plusieurs dB. Alors, avec une fibre à double gaine, il faut éliminer la lumière se propageant dans la gaine. Une façon simple est de dégainer une section de la fibre et d'appliquer un matériel absorbant sur la gaine. Alors le wattmètre détectera seulement la perte de fusion entre les cœurs des deux fibres fusionnées. Une autre alternative est de fusionner une fibre standard (à simple gaine) à la sortie de la fibre à double gaine. Celle-ci éliminera la puissance dans la gaine, mais nous ajoutons une fusion supplémentaire avec la

perte de fusion s'y rattachant. Cependant, différentes configurations d'amplificateurs ou de lasers nécessitent une fibre simple gaine en sortie et cela n'est pas inconfortable.

### 2.1.5 Temps de vie

Le temps de vie ( $\tau$ ) du niveau supérieur d'une transition laser, nommé également temps de fluorescence, est une mesure standard dans le domaine de la spectroscopie pour caractériser toute transition laser dans un atome. Nous avons développé un montage adapté pour effectuer la mesure sur une fibre optique ; celui-ci est montré à la figure 14. Ce montage permet d'obtenir la décroissance exponentielle du niveau supérieur, qui se révèle sous la forme d'une décroissance d'intensité en fonction du temps. Un lissage exponentiel peut être effectué sur la courbe obtenue pour parvenir à la fonction

$$I(t) = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (0.40)$$

où  $I_0$  est l'intensité maximale à  $t=0$ . Ainsi, la constante  $\tau$  obtenue par le lissage donne le temps de vie de la transition.

Le multiplexeur doit combiner les longueurs d'onde 980 nm et 1530 nm ou les longueurs d'onde 980 nm et 1060 nm, selon que le temps de vie de l'erbium ou de l'ytterbium doit être mesuré ; l'émission spontanée est effectivement émise dans les plages de 1530 nm et de 1060 nm pour ces ions. Ainsi, le laser pompe excite les ions actifs de la fibre dopée. Ceux-ci se désexcitent pour émettre de l'émission spontanée dans toutes les directions. Ainsi, une certaine partie sera émise en contre-propagation et retournera au multiplexeur et sortira par la branche 1550 ou 1060 nm. Le détecteur convertit en signal électrique la fluctuation de puissance en fonction du temps que l'oscilloscope peut ainsi afficher. Il est important que l'échantillon de fibre soit très court, tel que 1 cm, pour éviter que l'émission spontanée se retrouve amplifiée (ASE), ce qui fausserait la mesure de temps de vie. Nous avons privilégié un montage tout fibré, mais le détecteur aurait pu être placé sur le côté de la fibre pour éviter l'utilisation d'un multiplexeur. Il aurait alors fallu placer un filtre approprié devant le détecteur

pour sélectionner une longueur d'onde de 1530 nm ou de 1060 nm. La figure 15 montre des résultats typiques de fluorescence obtenus avec cette méthode.

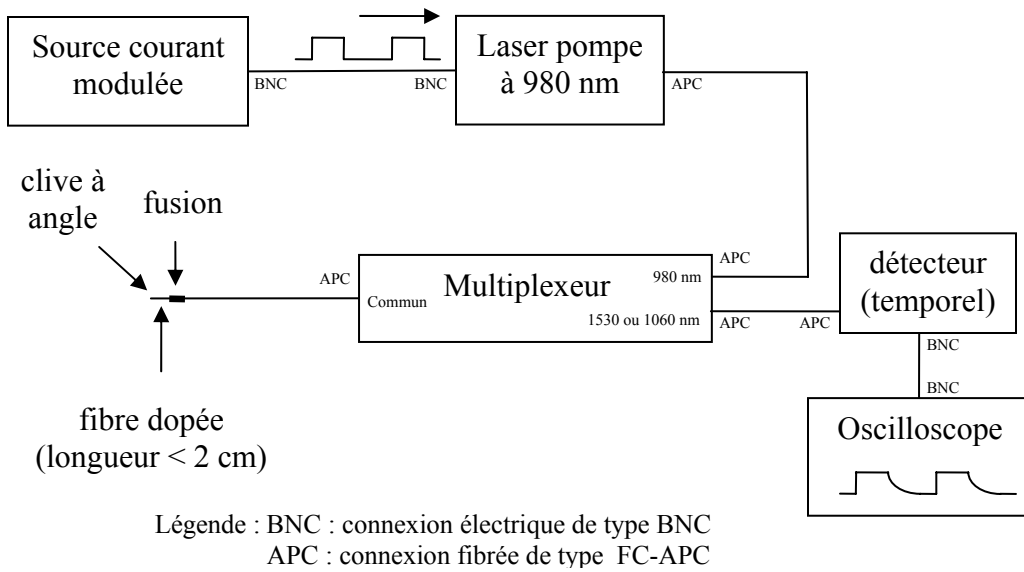
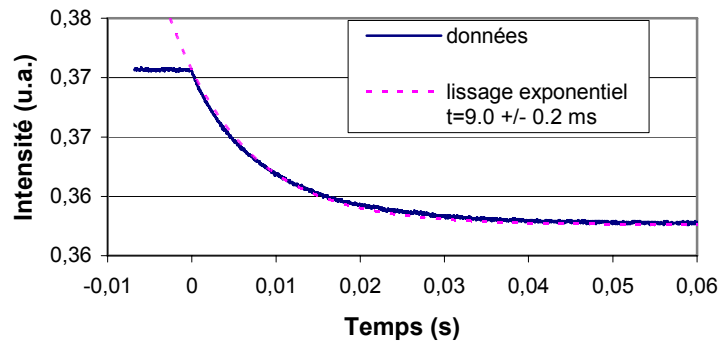


Figure 14. Montage pour mesurer le temps de vie d'une transition laser

a) fluorescence à 1.53  $\mu\text{m}$



b) fluorescence à 1.06  $\mu\text{m}$

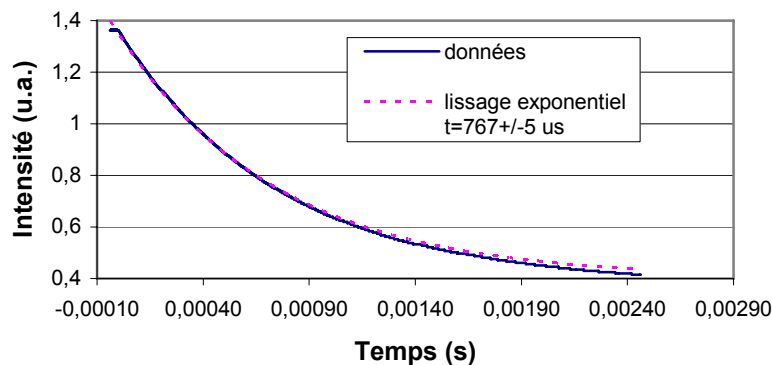


Figure 15. Résultats d'une mesure de fluorescence d'une fibre erbium/ytterbium

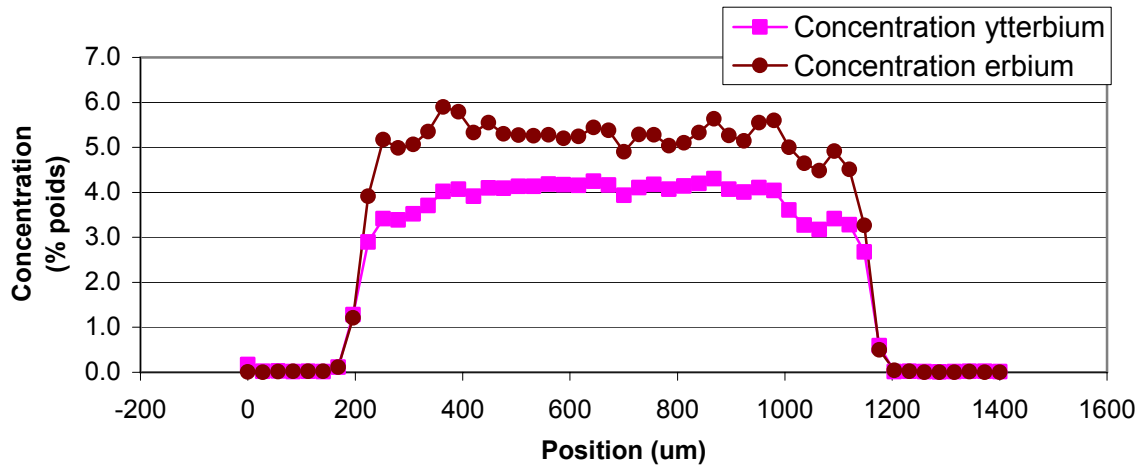
### 2.1.6 Concentration et profil de dopant

La concentration de dopant dans la fibre optique a été mesurée par une microanalyse avec une sonde électronique (EPMA pour « Electron Probe MicroAnalysis »). Cette technique consiste à envoyer un faisceau d'électrons pour ioniser les atomes de l'échantillon sous analyse. Ces atomes se désexcitent ensuite pour émettre un photon ou bien un électron. Le spectre ainsi obtenu permet de déterminer la composition chimique de l'échantillon et la concentration des différents dopants. La concentration absolue peut être déterminée en comparant les spectres avec des standards prédéfinis. La méthode permet une résolution spatiale s'approchant du micromètre et s'applique très bien au verre. Le département de géologie et de génie géologique de l'Université Laval offre ce service d'analyse que nous avons utilisé.



Un résultat typique est montré à la figure 16. L'analyse sur la préforme montre bien que le profil de dopant répond bien à un profil à saut. Donc, comme nous l'avons introduit à la section « 1.1.4 Considération du profil du mode », un profil de dopant à saut peut être utilisé dans la modélisation pour calculer le recouvrement du mode avec les ions actifs des dopants. Lors de l'étirement de la fibre, nous pouvons constater que la concentration absolue des dopants est bien préservée à  $\pm 0.5\%$ . Donc, la mesure de concentration est répétable et nous permet de déterminer la concentration absolue de dopant dans la fibre. Cette affirmation se base sur plusieurs fibres et préformes analysées. Par contre Le profil mesuré sur la fibre semble beaucoup moins carré. Il est possible que, lors de l'étirement, les dopants diffusent vers la gaine puisque celle-ci est beaucoup moins saturée en dopants. Cependant, la résolution de la mesure à l'EMPA étant seulement de  $1\ \mu\text{m}$ , il est normal que celle-ci ne soit pas capable de définir un saut étroit et abrupt de dopants qui se forme sur quelques dizaines de nanomètres. Donc, nous sommes confiants que le profil dans la fibre est similaire à celui dans la préforme. Par conséquent, nous trouvons justifié le fait de considérer un profil de dopants à saut avec une concentration absolue mesurée dans la région centrale de la fibre ou de la préforme tel que modélisé mathématiquement avec l'équation (0.17).

a) analyse sur la préforme



b) analyse sur la fibre

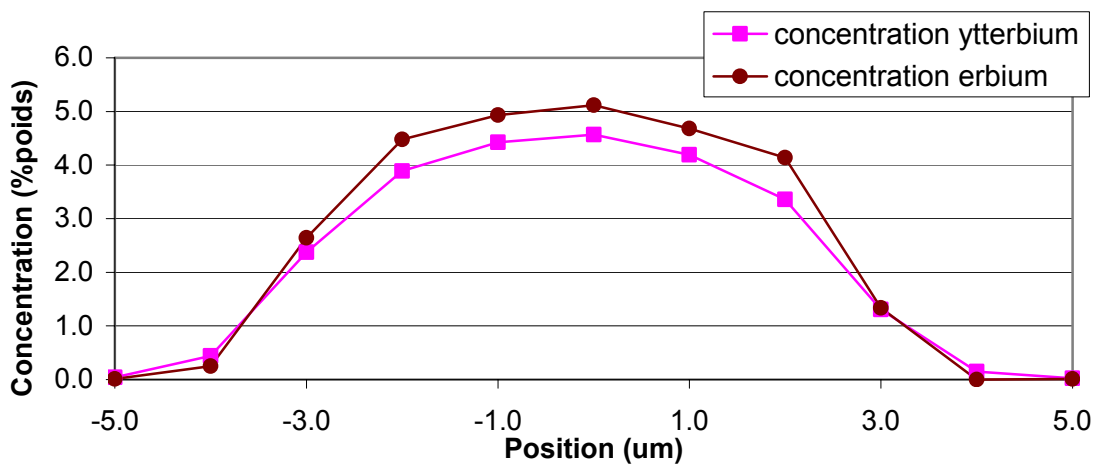


Figure 16. Analyse chimique typique effectuée par EPMA sur a) la préforme et b) la fibre

### 2.1.7 Section efficace

La section efficace est une mesure très délicate à effectuer pour obtenir une bonne précision. Cette mesure est d'autant plus difficile à réaliser dans une fibre optique puisque les propriétés de guidage de cette dernière ajoutent une incertitude supplémentaire aux résultats. Étant donné sa complexité, cette mesure est élaborée dans plusieurs livres de référence dont [Desurvire 1994] et [Becker 1999]. Plusieurs articles récents traitent encore du caractère

critique de cette mesure [Digonnet 2002] [Brunet 2004]. Il y a deux sections efficaces à mesurer, soit la section efficace d'absorption ( $\sigma_{12}$ ) et la section efficace d'émission ( $\sigma_{21}$ ).

### i. Section efficace d'absorption

La section efficace d'absorption est la plus simple à mesurer. Elle peut être calculée assez directement avec l'absorption à faible signal. Avec les équations (0.14) à (0.16) de la section « 1.1.3 Amplification longitudinale », nous avons vu que l'amplification de la puissance dans une fibre est donnée par

$$\frac{dP}{dz} = (\sigma_{21}N_2 - \sigma_{12}N_1 - \alpha)P \quad (0.41)$$

où  $\sigma_{12}$  est la section efficace d'absorption,  $\sigma_{21}$  la section efficace d'émission,  $N_1$  et  $N_2$  sont respectivement les populations des niveaux inférieur et supérieur de la transition laser et  $P$  est la puissance en jeu. À partir de cette formule, nous pouvons déduire la section efficace d'absorption en l'isolant. Tout d'abord, si nous envoyons qu'un très faible signal sans aucun signal pompe, la population de l'ion est que très peu inversée, donc

$$\begin{aligned} N_2 &= 0 \\ N_1 &= \rho_o - N_2 = \rho_o \end{aligned}, \text{ (à faible signal)} \quad (0.42)$$

Donc  $N_1$  est égal à la concentration de dopants dans la fibre. De plus, si l'on utilise un très court échantillon de fibre, la perte intrinsèque devient négligeable, et alors

$$\alpha = 0 \quad (0.43)$$

Par conséquent, l'équation (0.41) se simplifie à

$$\frac{dP}{dz} = -\sigma_{12}\rho_o P \quad (0.44)$$

Enfin, il faut considérer le recouvrement entre le profil de mode  $\psi(r)$  et le profil de dopants puisque la lumière est guidée dans la fibre optique. Puisque  $N_1 = \rho_o$  directement et n'est plus fonction des transitions stimulées  $W_{ij}(r)$  comme à l'équation (0.28), nous pouvons intégrer

directement le profil de mode avec le profil du dopant pour obtenir le facteur de recouvrement qui est souvent représenté dans la littérature par la lettre grecque  $\Gamma$ . Nous obtenons ainsi

$$\Gamma = 2\pi \int_0^{r_0} \psi(r) r dr \quad (0.45)$$

où  $r_0$  est le rayon du profil de dopant puisque celui-ci est considéré à saut. Puisque le profil de champ normalisé est utilisé, le facteur de recouvrement donne une valeur entre 0 et 1. L'équation (0.44) devient alors

$$\frac{dP}{dz} = -\sigma_{12} \rho_o \Gamma P \quad (0.46)$$

Cette équation peut être résolue analytiquement pour obtenir

$$P(z) = P_{initial} \exp(-\sigma_{12} \rho_o \Gamma z) \quad (0.47)$$

Nous pouvons réarranger cette expression pour obtenir

$$-\frac{1}{z} 10 \log \left( \frac{P(z)}{P_{initial}} \right) = 10 \log(e) \sigma_{12} \rho_o \Gamma \quad , \quad \text{où } 10 \log(e) \approx 4.34 \quad (0.48)$$

Nous pouvons reconnaître dans l'équation (0.48) l'absorption à faible signal de la fibre, que nous allons noter par la lettre  $\alpha$ , qui est donné par l'équation ci-dessous :

$$\alpha = \frac{1}{z} 10 \log \left( \frac{P(z)}{P_{initial}} \right) \quad \left[ \frac{dB}{m} \right] \quad , \quad \text{où } P_{initial} \text{ est faible} \quad (0.49)$$

Ainsi, (0.49) peut être substituée dans (0.48) et la section efficace d'absorption peut être déterminée avec la formule suivante :

$$\sigma_{12}(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)}{4.34 \rho_o \Gamma(\lambda)} \quad [m^2] \quad (0.50)$$

Puisque toutes les variables du membre de droite sont connues expérimentalement, la section efficace d'absorption peut être déterminée. Donc, nous retrouvons la pertinence de la section du présent chapitre expliquant la mesure de l'absorption à faible signal.

## ii. Section efficace d'émission

La section efficace d'émission peut se calculer de la même façon que celle d'absorption, sauf que nous voulons  $N_2 = \rho_0$  et  $N_1=0$ . Donc, nous devons fortement pomper le milieu pour obtenir une inversion complète. Nous obtenons alors une formule semblable à (0.50) :

$$\sigma_{21}(\lambda) = \frac{g(\lambda)}{4.34\rho_0\Gamma} \quad [m^2] \quad (0.51)$$

où  $g(\lambda)$  est le gain à faible signal du milieu fortement pompé. Le signal doit être en effet faible sinon il dépeuplera le niveau supérieur de la transition et  $N_2 \neq \rho_0$ .

Cette mesure s'effectue très bien pour l'erbium. Cependant, avec un ion tel que l'ytterbium, il est très difficile d'inverser complètement le milieu étant donné la forte absorption de l'ion. Alors, il faut recourir à une autre technique semi-empirique appelée la relation de McCumber. Celle-ci permet de déduire la section efficace d'émission à partir de la section efficace d'absorption [McCumber 1964]. En effet, il est facile de caractériser cette dernière comme nous l'avons vu à la section précédente. La relation de McCumber est ainsi donnée par

$$\sigma_{21}(\lambda) = \sigma_{12}(\lambda)K \exp\left(-\frac{hc_0}{\lambda kT}\right) \exp\left(\frac{hc_0}{\lambda_0 kT}\right) \quad (0.52)$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $k$  est la constante de Boltzmann,  $c_0$  est la vitesse de la lumière dans le vide et  $T$  est la température. Le paramètre  $\lambda_0$  est la séparation en longueur d'onde entre les deux niveaux de la transition laser. Si la dégénérescence des niveaux est enlevée par effet Stark,  $\lambda_0$  est la séparation entre le bas du niveau inférieur et le bas du niveau supérieur telle que montré à la figure 17.

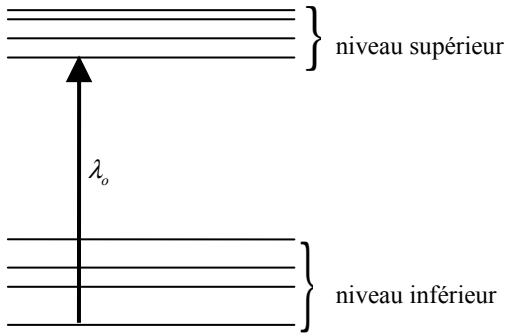


Figure 17. Paramètre  $\lambda_0$  dans une transition laser dont la dégénérescence est enlevée par effet Stark.

Finalement, le paramètre  $K$ , représente le ratio de la valeur maximale de la section efficace d'émission sur la valeur maximale de la section efficace d'absorption ; ce ratio tourne généralement autour de 1 pour la majorité des transitions laser. Un résultat typique de calcul de section efficace d'émission avec la relation de McCumber, déterminée à partir de mesures expérimentales de section efficace d'absorption, est montré à la figure 18.

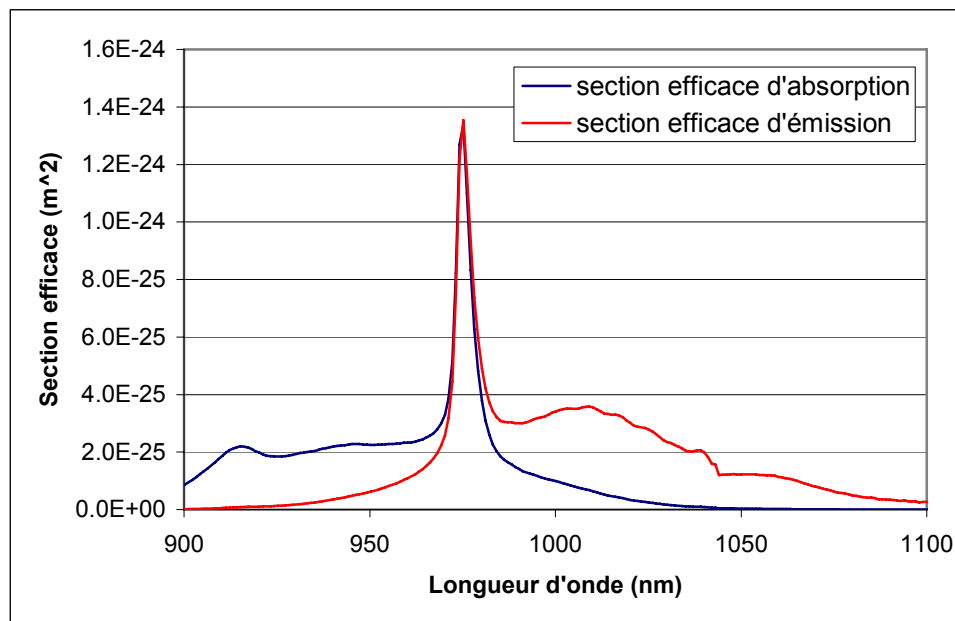


Figure 18. Sections efficaces d'absorption et d'émission mesurées sur une fibre erbium-ytterbium dans la plage 900 nm à 1100 nm.

Il est important de discuter de la précision de cette mesure. Tout d'abord, le paramètre  $K$  peut être calculé avec les séparations des différents sous-niveaux Stark. Cependant, celles-ci varient d'une composition de verre à un autre et ne sont généralement pas connues. Il existe alors une méthode pour les approcher qui fut développée par Miniscalco et Quimby [Miniscalco 1991]. Cependant, un autre auteur a investigué cette technique et a conclu que celle-ci surestime généralement le ratio  $K$  [Digonnet 2002]. Pour nos calculs dans les systèmes erbium/ytterbium, nous avons posé  $K=1$ . D'autres auteurs tels que [Paschotta 1997] posent également cette hypothèse. De plus, [Digonnet 2002] stipule également que la théorie de McCumber est imprécise pour les ions à large bande d'amplification comme les terres rares. Pour renforcer la validité de nos calculs qui utilisent la relation de McCumber et de notre hypothèse que  $K=1$ , nous avons comparé la fluorescence de saturation de la fibre avec nos calculs de section efficace d'émission ; la fluorescence de saturation consistant à mesurer le spectre de fluorescence lorsque la fibre est fortement pompée [Barnes 1991]. Pour ce faire, nous avons pompé le cœur d'une fibre erbium ytterbium d'une longueur de 1 cm avec 200 mW de pompe à 975 nm et nous avons enregistré la fluorescence émise par le côté de la fibre à l'analyseur de spectre optique. La figure 19 montre la comparaison entre la fluorescence de saturation et la section efficace d'émission calculée par McCumber. Nous pouvons observer un bon accord entre les deux. Comme Digonnet le stipule [Digonnet 2002], nous observons que la relation de McCumber surestime la section efficace dans les hautes longueurs d'onde et la sous-estime dans les basses longueurs d'onde. Sauf que nos expériences montrent que ce désaccord est faible et acceptable dans le cas des fibres que nous avons étudiées.

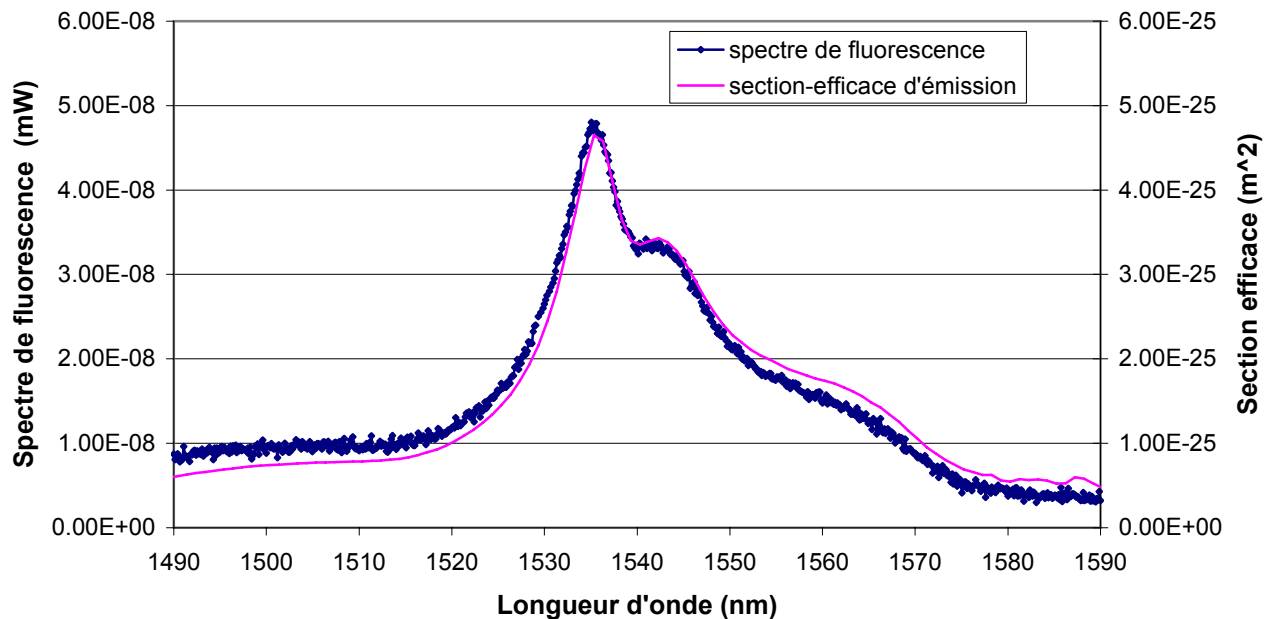


Figure 19. Comparaison du spectre de fluorescence de saturation d'une fibre erbium/ytterbium avec sa section efficace d'émission calculée avec la relation de McCumber

## 2.2 Mesures d'amplification

Cette deuxième sous-section traite directement des mesures en configuration amplificateur ou en configuration laser faites avec une fibre optique qui a été préalablement caractérisée avec les mesures de la section précédente. Les diverses configurations présentées possèdent la caractéristique qu'elles sont entièrement fibrées, donc aucun élément nécessitant un passage en air libre n'est requis. Par conséquent, aucun alignement optique n'est nécessaire et le montage s'effectue facilement en fusionnant les fibres optiques entre elles.

### 2.2.1 Configuration laser

La configuration d'un laser à fibre est montrée à la figure 20. Cette configuration est adéquate seulement pour la fibre à double gaine étant donné que le faisceau du laser pompe est injecté dans la gaine interne de la fibre.



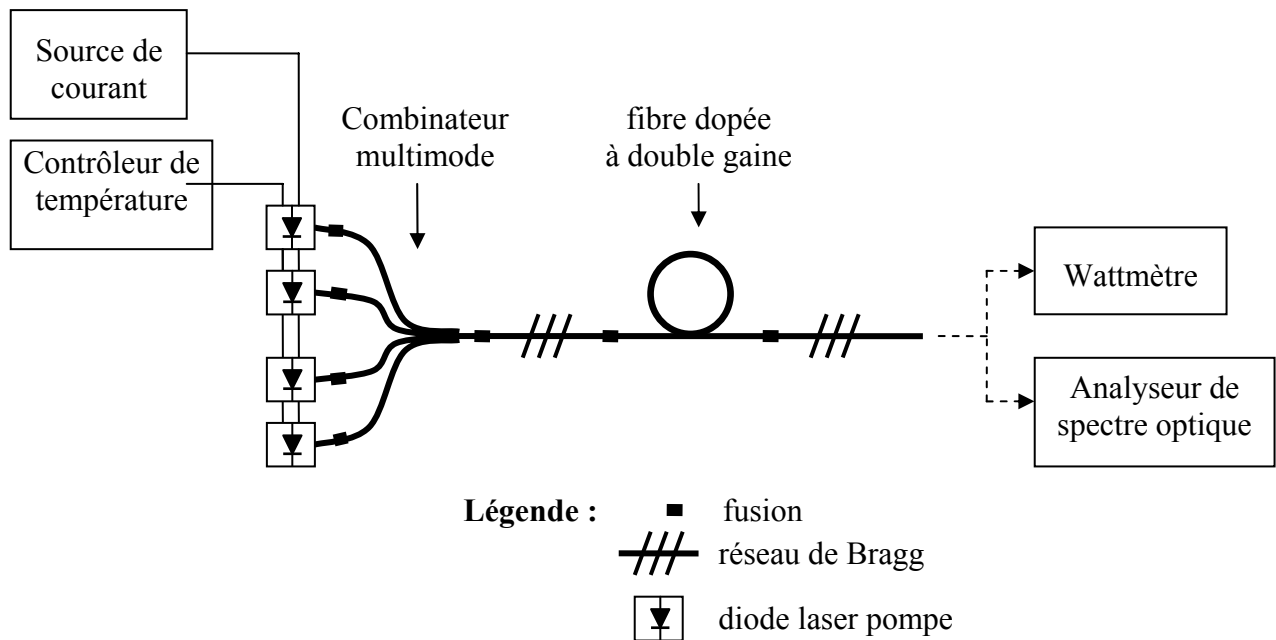


Figure 20. Configuration expérimentale d'un laser à fibre à double gaine

Un combineur de fibres multimodes est utilisé. Celui-ci a la particularité de pouvoir combiner plusieurs fibres optiques ensemble en une seule sortie. Donc, il est possible de combiner plusieurs lasers pompe ensemble dans une seule fibre optique pour augmenter la puissance incidente. Un combineur typique sur le marché actuellement combine sept fibres optiques avec un diamètre de cœur de  $105\ \mu\text{m}$  et de  $0.15$  d'ouverture numérique à une fibre optique à double gaine de  $125\ \mu\text{m}$  de diamètre et de  $0.46$  d'ouverture numérique. De tels composants sont vendus par OFS ([www.ofsoptics.com](http://www.ofsoptics.com)), ITF Optical Technologies ([www.itfoptical.com](http://www.itfoptical.com)) et Sifam Fibre Optics ([www.sifamfo.com](http://www.sifamfo.com)).

Il existe plusieurs diodes laser pompe qui possèdent une sortie fibrée qui coïncident avec les fibres d'entrée des combineurs. Donc, ces lasers peuvent être directement fusionnés au combineur. Ces diodes sont faites à partir d'un simple émetteur fabriqué avec un semi-conducteur de quelques centaines de  $\mu\text{m}^2$  dont le faisceau est directement injecté dans la fibre optique. À l'heure actuelle, il est possible d'obtenir de façon standard  $7\ \text{W}$  de puissance pompe dans une fibre de  $105\ \mu\text{m}$  de diamètre et de  $0.15$  d'ouverture numérique. Des compagnies comme Alfalight ([www.alfalight.com](http://www.alfalight.com)), Bookham ([www.bookham.com](http://www.bookham.com)) et JDS

Uniphase ([www.jdsu.com](http://www.jdsu.com)) font de tels lasers pompe. Puisque qu'une si grande puissance est extraite d'une si petite surface, l'émetteur de la diode chauffe beaucoup et celle-ci doit être refroidie. Donc, les diodes sont fixées sur un élément de Peltier qui permet de les refroidir. L'élément de Peltier est asservi en température avec un contrôleur pour conserver une température constante. Les diodes sont branchées en série pour éviter une distribution inégale du courant puisque la résistance électrique peut varier d'une diode à l'autre. Elles sont alimentées directement par une source de courant qui est « non-switching » et très stable temporellement : toute fluctuation rapide de courant peut détruire les diodes. Nous avons utilisé une source de courant permettant un courant de 0 à 10 A avec une tension de 0 à 35 V. Pour refroidir les diodes, nous avons utilisé un élément de Peltier qui était asservi avec un contrôleur de température.

Avec le combineur, la puissance des diodes laser est lancée dans la cavité laser elle-même, qui est composée de deux réseaux de Bragg et de la fibre dopée. Les réseaux de Bragg sont inscrits dans le cœur de la fibre optique puisque l'effet laser se produit dans le cœur. Néanmoins, la fibre doit être de type double gaine pour qu'elle puisse guider la puissance pompe dans sa gaine interne. Les deux réseaux de Bragg doivent être accordés en longueur d'onde pour permettre une oscillation laser à une longueur d'onde précise. De plus, le premier réseau de Bragg (celui de gauche sur la figure 20) doit posséder une réflectivité maximale tendant vers 100 % à la longueur d'onde d'oscillation, qui, de toute façon, optimisera la puissance de sortie du laser. En effet, toute puissance considérable traversant ce réseau de Bragg retournera aux lasers pompe et les détruira. La réflectivité de l'autre réseau de Bragg peut être ajustée pour obtenir un maximum de puissance de sortie. Cette réflectivité varie habituellement autour de 5 % dans les lasers à fibre.

La sortie du laser est finalement envoyée soit à l'analyseur de spectre optique ou au wattmètre. Puisque la sortie est de plusieurs watts, une thermopile est utilisée comme wattmètre et il est nécessaire d'atténuer le signal avant de l'envoyer dans l'OSA. Une façon simple et sans coût pour atténuer le signal est de récolter une partie du faisceau avec la réflectivité d'une lame de verre (4 %). Cette partie de faisceau peut ensuite être recueillie avec une fibre optique standard clivée à angle droit et être envoyée à l'analyseur de spectre optique. De plus, il arrive qu'il reste de la puissance pompe à la sortie du laser ; celle-ci peut alors être

séparée avec un miroir dichroïque. La compagnie CVI ([www.cvilaser.com](http://www.cvilaser.com)) vend de tels miroirs très appropriés pour les lasers à fibre.

### 2.2.2 Configuration amplificateur

Le montage nécessaire pour effectuer un amplificateur à fibre à double gaine est très semblable à celui d'un laser avec quelques légères modifications telles que montré sur la Figure 21. Les réseaux de Bragg sont évidemment enlevés et un signal incident est présent. Ce signal est injecté dans le cœur de la fibre à double gaine avec un combineur qui possède une branche monomode dédiée à injecter un tel signal. Un isolateur est ajouté pour éviter les réflexions de retour pouvant faire fluctuer la puissance du signal ou bien tout simplement endommager le laser produisant le signal.

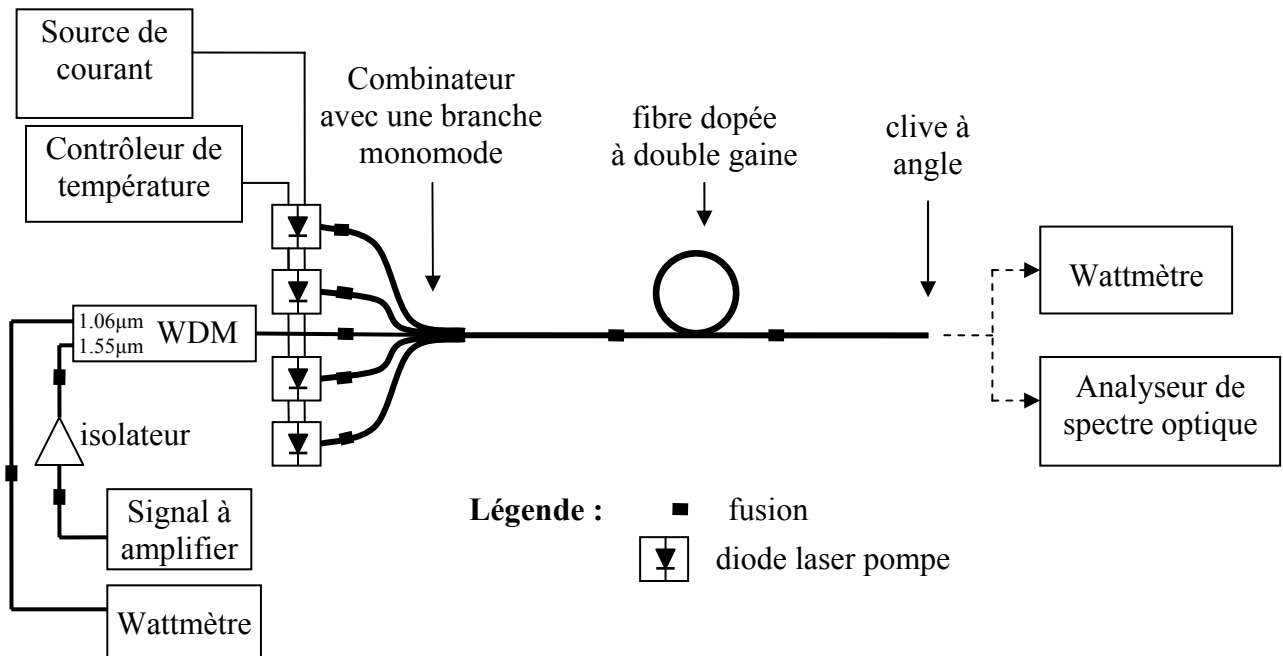


Figure 21. Configuration expérimentale d'un amplificateur à fibre à double gaine

Nous avons également ajouté un multiplexeur (WDM) 1060nm/1550nm avant le combineur pour le cas où nous utilisons une fibre codopée erbium/ytterbium. En effet, une telle fibre peut émettre significativement d'émission spontanée amplifiée (ASE) autour de

1060 nm en contre-propagation, émission que nous séparons avec le multiplexeur et que nous pouvons mesurer au wattmètre. Cependant, l'ASE est émise sur une large bande spectrale et le wattmètre ne mesurera pas toute sa puissance puisque le multiplexeur possède une certaine atténuation spectrale  $T(\lambda)$ . Alors pour nos mesures d'ASE autour de 1060 nm, nous avons déconvolué cette réponse spectrale pour obtenir la puissance totale de l'ASE. De plus, une clive à angle est faite à la sortie de l'amplificateur et aucun connecteur n'est utilisé dans tout le trajet du signal. En effet, la moindre réflexion créerait un signal qui se propage en sens inverse et qui pourrait détruire les lasers pompe. Par sécurité, nous mesurons toujours les réflexions de retour du montage pour être sûr que celles-ci sont faibles. Cette mesure peut être faite directement avec un appareil (« return loss meter »), sinon la section 10.2.1 de [Derickson 1998] explique bien comment le faire. Le test doit être fait à une longueur d'onde qui n'est pas absorbée par la fibre dopée. Nous n'avons observé aucun problème avec une réflexion inférieure à -45 dB.

## Chapitre 3

# COMPARAISON SIMULATION ET EXPÉRIENCE

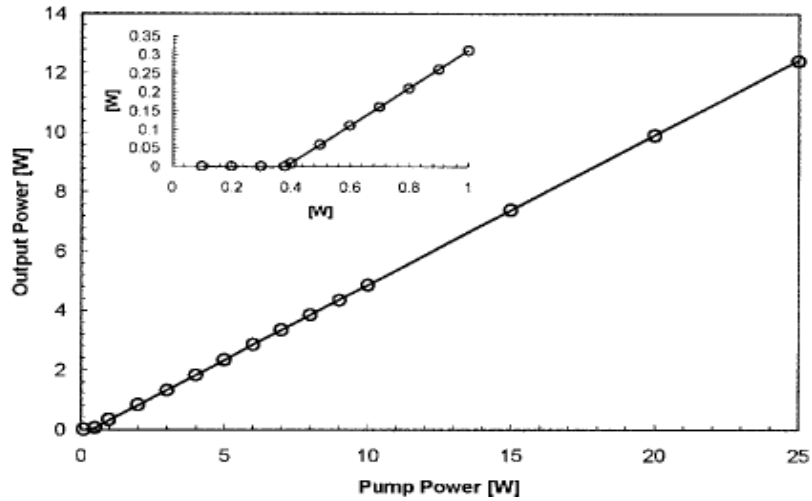
Ce troisième chapitre est le cœur de ce mémoire, où une synthèse entre la modélisation et l'expérimentation est réalisée. Ainsi, un outil de simulation est développé pour modéliser un amplificateur à fibre à double gaine codopée à l'erbium et à l'ytterbium et ce modèle est confronté à des résultats expérimentaux pour l'ajuster et le valider. Le présent chapitre est ainsi divisé comme suit. Tout d'abord, pour s'assurer de notre maîtrise de la modélisation, nous validons notre modèle pour s'assurer que ses fondements de base sont adéquats. Ainsi, nous comparons nos simulations avec des exemples recensés dans la littérature. Nous testons également notre modèle avec nos mesures expérimentales effectuées avec un laser ytterbium à double gaine puisque ce dernier est un système simple à modéliser. Après avoir fait ces validations préliminaires, nous nous attaquons directement au cas plus complexe de l'erbium/ytterbium en développant un modèle théorique et en considérant les paramètres critiques s'y rattachant. Nous présentons ensuite nos résultats expérimentaux d'amplification erbium/ytterbium et nous effectuons l'ajustement entre ceux-ci et notre modèle. Nous terminons en vérifiant la validité de cet ajustement.

### 3.1 Validation préalable des simulations

#### 3.1.1 Comparaison avec la littérature

Nous avons comparé notre modèle avec des simulations ayant été faites dans la littérature. Nous avons tout d'abord considéré l'article de Kelson [Kelson 1998], qui s'est attardé à simuler des lasers à fibre. Cet article donne tous les paramètres qu'il a utilisés pour simuler un laser à fibre à double gaine dopée à l'ytterbium. Ceux-ci sont donnés au tableau 8 de l'annexe 1. Nous avons pu ainsi reprendre ces valeurs et lancer notre propre simulation. Nous avons tout simplement modélisé un système à trois niveaux standard pour représenter l'ytterbium et nous avons converti son facteur de recouvrement de la pompe en un ratio des aires du cœur et de la gaine dans notre modèle. Nous pouvons voir à la figure 22 que nos résultats sont identiques.

a) Résultat tiré de [Kelson 1998]



b) Résultat de nos simulations

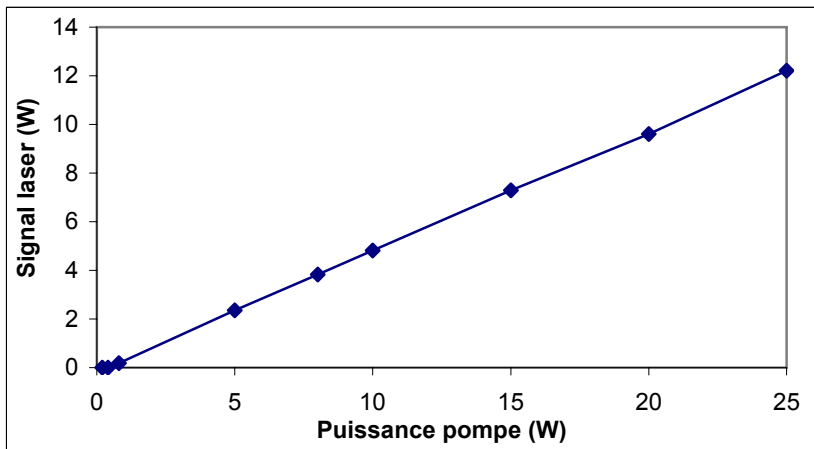
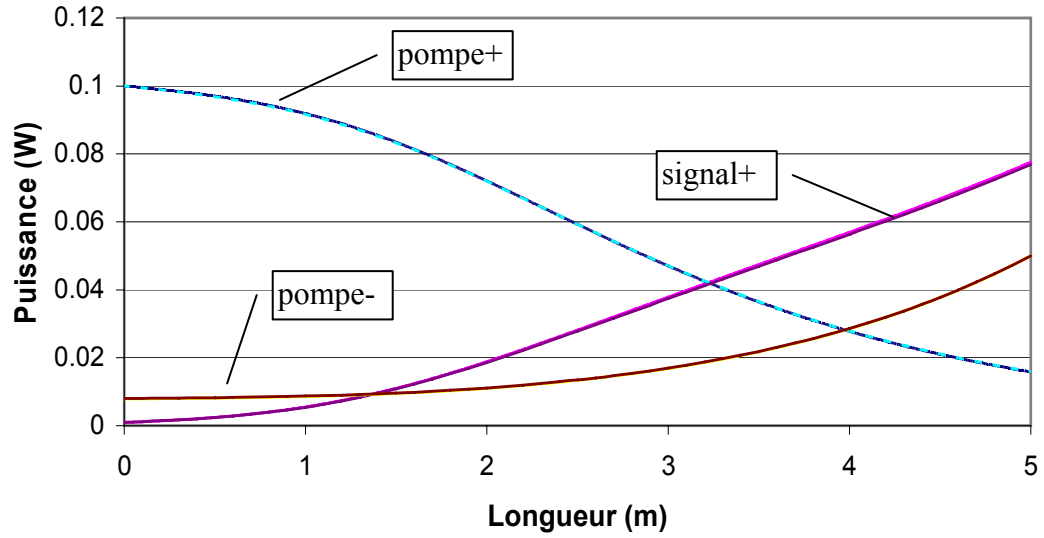
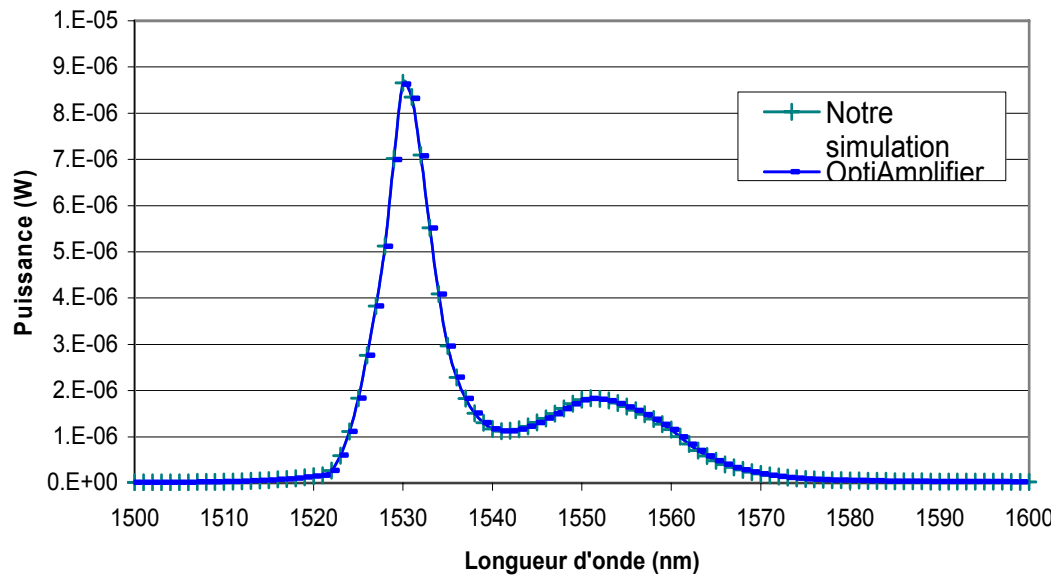


Figure 22. Comparaison des résultats de simulation d'un laser ytterbium à double gaine selon les paramètres du Tableau 8 : a) résultat de [Kelson 1998] b) résultats de nos simulations

L'implémentation numérique de notre modèle semble alors bien fonctionner pour un laser ytterbium. Nous avons également testé notre modèle avec un cas d'amplificateur pour valider la modélisation d'émission spontanée amplifiée (ASE), qui était négligeable dans un laser à fibre tel que considéré ci-dessus. Nous avons ainsi modélisé un amplificateur erbium pompé à 980 nm et nous avons comparé nos résultats avec un logiciel commercial d'amplificateur erbium, OptiAmplifier d'Optiwave. Pour valider la bidirectionnalité des situations, nous avons utilisé deux pompes en sens opposés, soit 100 mW en copropagation et 50 mW en contre-propagation, pour amplifier un signal de 1 mW en copropagation dans 5 m de fibre. Pour plus de détails, les différents paramètres utilisés sont présentés à l'annexe 1. La figure 23 présente les résultats. Nous pouvons voir que les résultats sont pratiquement identiques : la différence entre les courbes générées par notre programme et par OptiAmplifier est négligeable en pratique.



a) Évolution longitudinale des puissances dans la fibre



b) Spectre de l'ASE à la sortie de la fibre en copropagation

Figure 23. Comparaison de notre simulation avec celle du logiciel OptiAmplifier pour un amplificateur erbium : a) évolution longitudinale des puissances dans la fibre b) spectre de l'ASE à la sortie de la fibre en copropagation.



### 3.1.2 Comparaison expérimentale avec un laser ytterbium simple

Même si notre programme semble très bien fonctionner en le comparant à la littérature, ceci n'est pas une preuve formelle que notre outil permet de prédire le comportement expérimental d'une fibre dopée. Donc, nous avons jugé pertinent de comparer notre outil de simulation à des mesures expérimentales prises avec un laser ytterbium à double gaine avant de s'attaquer au système plus complexe de l'erbium/ytterbium. En effet, la structure des niveaux d'énergie de l'ytterbium est très simple puisqu'elle ne comprend que deux niveaux électroniques. Et puisque dans une cavité laser l'émission spontanée amplifiée est négligeable, ceci enlève une variable au problème. De plus, le fait d'investiguer l'ytterbium en tout premier lieu permet de se familiariser avec l'impact des différents paramètres de la fibre sur la modélisation. Nous allons, par exemple, découvrir que la perte intrinsèque de la fibre est critique.

Nous avons ainsi conçu un laser à cavité linéaire avec une fibre à double gaine dopée à l'ytterbium de CorActive, nommée Las-Yb-06-01, et avec deux réseaux de Bragg de TeraXion. Cette cavité laser a été caractérisée selon les procédures décrites au chapitre 2. Les résultats de notre caractérisation sont résumés au tableau 2. Les pertes de fusion sont occasionnées par la fusion des deux réseaux de Bragg avec la fibre dopée à l'ytterbium. La perte indiquée dans le tableau correspond à la somme des deux fusions ; pour les simulations, cette perte a été répartie à chaque bout de la fibre ytterbium puisque la fusion est la même. La puissance pompe est ajustable de 0 à 10 W en ajustant la source de courant de 0 à 7 A. La largeur spectrale de la pompe est assez élevée ; ceci est causé par le fait que plusieurs pompes ayant une longueur d'onde centrale légèrement différente sont injectées avec un combineur. La longueur d'onde centrale de la pompe varie de quelques nanomètres en fonction du courant de la pompe. Mais, puisque l'absorption est assez constante autour de 915 nm dans l'ytterbium, cette variation n'a pas vraiment d'influence sur les simulations. La caractérisation des réseaux de Bragg est fournie par le fabricant, l'incertitude y étant rattachée a été évaluée en considérant la plage d'erreur d'un analyseur de spectre optique standard puisque le fabricant ne l'a pas mentionnée. Nous avons également utilisé la courbe de section efficace que nous avons mesurée à la figure 24.

Paramètre	Symbole	Valeur	Incertitude	Unité
longueur d'onde de la pompe à 7 A	$\lambda_p$	914.8	$\pm 0.5$	nm
largeur spectrale de la pompe à mi-hauteur	$\Delta\lambda_p$	5.5	$\pm 0.7$	nm
longueur d'onde du signal	$\lambda_s$	1063.8	$\pm 0.5$	nm
largeur spectrale du signal à mi-hauteur	$\Delta\lambda_s$	0.05	$\pm 0.02$	nm
temps de vie	$\tau$	810	$\pm 85$	$\mu\text{s}$
aire de la double gaine	A	14634	$\pm 10$	$\mu\text{m}^2$
concentration d'ytterbium	$\rho_o$	$1.35 \times 10^{26}$	$\pm 0.20$	$\text{m}^{-3}$
perte intrinsèque du signal (à 1310 nm)	$\alpha_p$	18.5	$\pm 10$	dB/km
perte intrinsèque de la pompe	$\alpha_s$	20	$\pm 2$	dB/km
réflectivité du miroir 1 à 1063.8 nm	R1	99.96	$\pm 0.03$	%
réflectivité du miroir 2 à 1063.8 nm	R2	3.90	$\pm 0.20$	%
rayon du coeur	a	5.85	$\pm 0.1$	$\mu\text{m}$
rayon du dopant	$r_o$	5.80	$\pm 0.1$	$\mu\text{m}$
ouverture numérique	NA	0.12	$\pm 0.01$	-
pertes de fusion	-	1.20	$\pm 0.10$	dB
absorption à faible signal à 915 nm	$\alpha(915 \text{ nm})$	0.80	$\pm 0.05$	dB/m

Tableau 2. Paramètres expérimentaux mesurés pour la cavité laser ytterbium

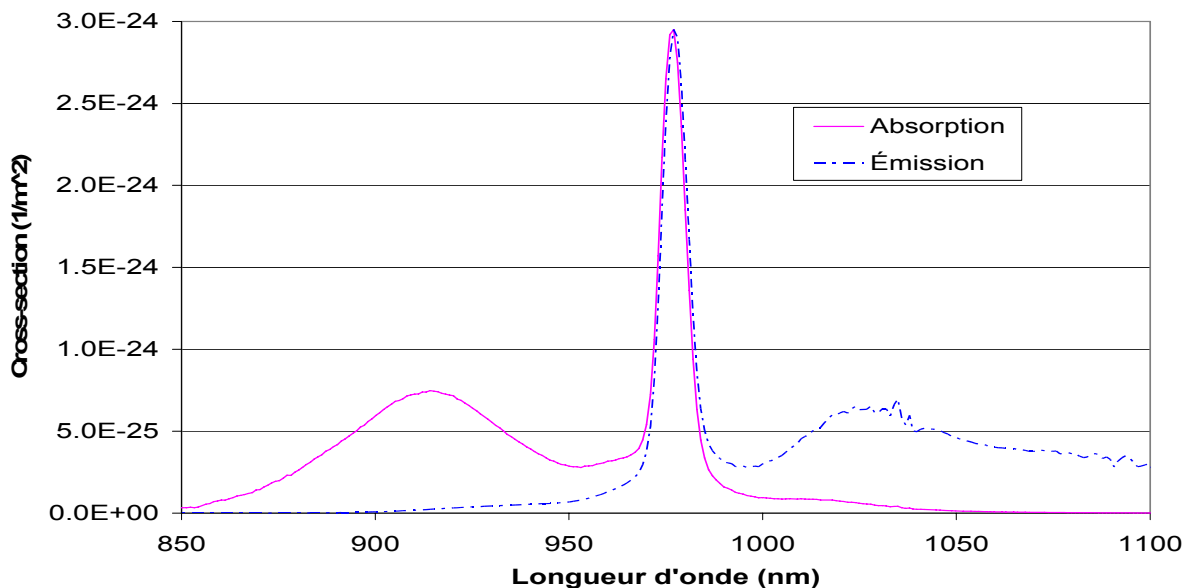


Figure 24. Section efficace mesurée pour la fibre Las-Yb-06-01

Avec ces données en main, nous avons pu caractériser les performances de la cavité pour différentes puissances pompe et longueurs de fibre. La figure 25 montre la puissance pompe résiduelle, soit la puissance pompe qu'il reste à la sortie de la fibre ytterbium, et la puissance du signal laser de sortie en fonction de la longueur de fibre. Nous y avons aussi inclus nos résultats de simulation finaux que nous allons discuter à l'instant. Davantage de points expérimentaux aurait permis de mieux caractériser le système, mais les résultats récoltés permettent d'effectuer une première investigation du système.

Nous pouvons voir qu'il y a un très bon accord entre la simulation et l'expérimentation pour la puissance pompe absorbée. Ceci est à prévoir puisque dans nos simulations, nous utilisons une valeur d'absorption de la pompe  $\alpha(\lambda)$  correspondant à nos mesures expérimentales. En effet, quand nous calculons la section efficace d'absorption  $\sigma_{12}$  (section 2.1.7) avec la formule (0.50), nous ajustons celle-ci pour obtenir notre absorption à fibre signal  $\alpha(\lambda)$  étant donné une valeur de concentration  $\rho_o$  et un facteur de recouvrement donné  $\Gamma(\lambda)$ . Ainsi, nous pouvons constater que l'absorption de la pompe à fort signal (9 W) correspond à l'absorption à faible signal mesurée lors de la caractérisation de la fibre et qui est entrée dans les paramètres de la simulation. Il peut sembler douteux que l'absorption à fort signal corresponde à celle à faible signal. Néanmoins, puisque les pertes compensent le gain dans une cavité laser dès que le seuil laser est atteint, le milieu subit la même inversion de population peu importe la puissance pompe incidente. De plus, le faible recouvrement entre la puissance pompe injectée dans la gaine et le cœur de la fibre contribue à inverser faiblement la fibre, d'au plus quelques pourcents. Donc il est normal que l'absorption à faible signal corresponde à celle à fort signal.

Par conséquent, l'absorption de la pompe est facilement caractérisable expérimentalement et est très bien prédite théoriquement. De plus, l'absorption de la pompe est pratiquement indépendante du signal présent ; en effet, en variant la réflectivité des réseaux de Bragg, nous avons testé en simulation que nous obtenons la même absorption pompe qu'il y ait 0.5 W ou 5 W de signal circulant dans la cavité. Par conséquent, nous avons constaté qu'une première étape à effectuer est de considérer l'absorption de la pompe dans les simulations. Ainsi, si une faible divergence de quelques pourcents est observée entre les simulations et les expérimentations, il est possible de modifier légèrement de quelques

pourcents la perte intrinsèque de la pompe pour arriver à un ajustement exact. En effet, la perte intrinsèque exacte de la pompe est méconnue puisqu'elle coïncide avec l'absorption de l'ytterbium.

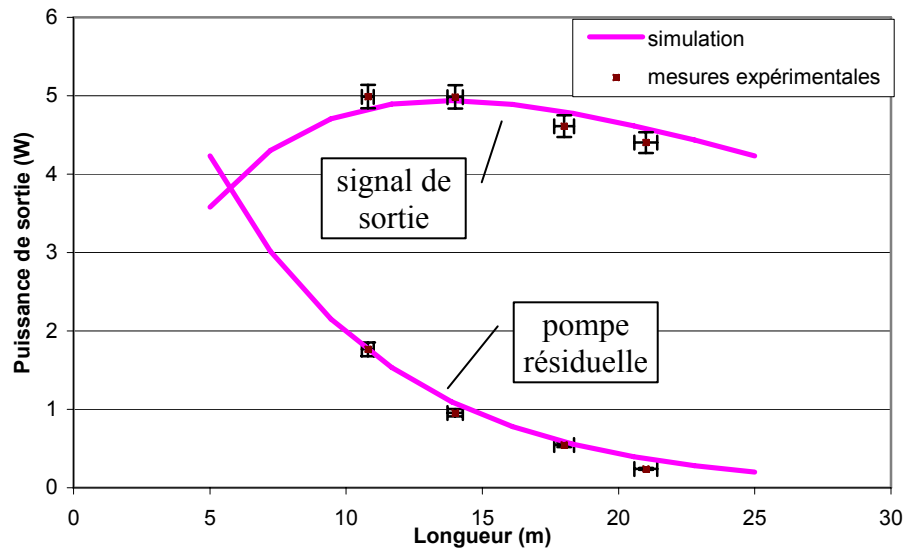


Figure 25. Simulation versus expérience : puissance pompe résiduelle et signal de sortie d'une cavité laser ytterbium à double gaine pour une puissance pompe d'entrée de 9 W à 915 nm. Les paramètres de la cavité sont donnés au tableau 2.

La simulation du signal de sortie, qui est le but premier de la simulation puisque nous voulons connaître les performances du laser, est un peu plus délicate que la pompe. Tout d'abord, nous constatons que la longueur optimale de fibre, pour laquelle la puissance laser est maximisée, est très dépendante de la perte intrinsèque du cœur comme l'illustre la figure 26. Notre valeur expérimentale de 18.5 dB/km n'arrive pas à prédire le comportement expérimental de notre laser ; en effet, la puissance de sortie est environ 20 % trop élevée et la longueur optimale est surestimée par un facteur 2. Donc nous avons utilisé une perte intrinsèque de 100 dB/km pour arriver au résultat de simulation adéquat obtenu à la figure 25. Comme nous l'avons mentionné à la section 1.2 du chapitre 2, nous craignons un problème au niveau de la mesure de la perte intrinsèque du cœur. En effet, nous sommes incapables de la mesurer à la longueur d'onde du signal puisque l'absorption de l'ion est présente ; alors nous pouvons conclure que la perte intrinsèque du signal est plus élevée à 1064 nm

comparativement à ce que notre mesure à 1310 nm nous a révélé. Il se peut qu'une impureté ayant une bande d'absorption à 1060 nm soit présente dans la fibre. Sinon, un autre mécanisme de perte peut être présent dans la fibre dont la répercussion se modélise par une augmentation de la perte intrinsèque. Nous avons envisagé un phénomène d'agrégat, souvent appelé « quenching » en anglais. Cependant, nous avons enregistré aucune composante rapide dans le temps de fluorescence, donnée à la Figure 15, tel que reporté par [Burshtein 2000]. Peut-être qu'un élargissement spectral de la raie laser est présent et occasionne des pertes [Roy 2005], mais nous avons observé une largeur de raie à mi-hauteur de 0.1 nm, ce qui est bien inférieur à la largeur spectrale du réseau de Bragg qui est de 0.5 nm. Nous n'avons également pas noté de baisse de puissance en fonction du temps pouvant être causé par du photonoircissement, ou « photodarkening » en anglais, tel que rapporté entre autre par [Paschotta 1997]. Certains autres paramètres d'entrée dans les simulations avaient une certaine incertitude dans leur caractérisation expérimentale et peuvent causer cette incertitude. Nous pouvons penser à la section efficace d'émission et la concentration des dopants.

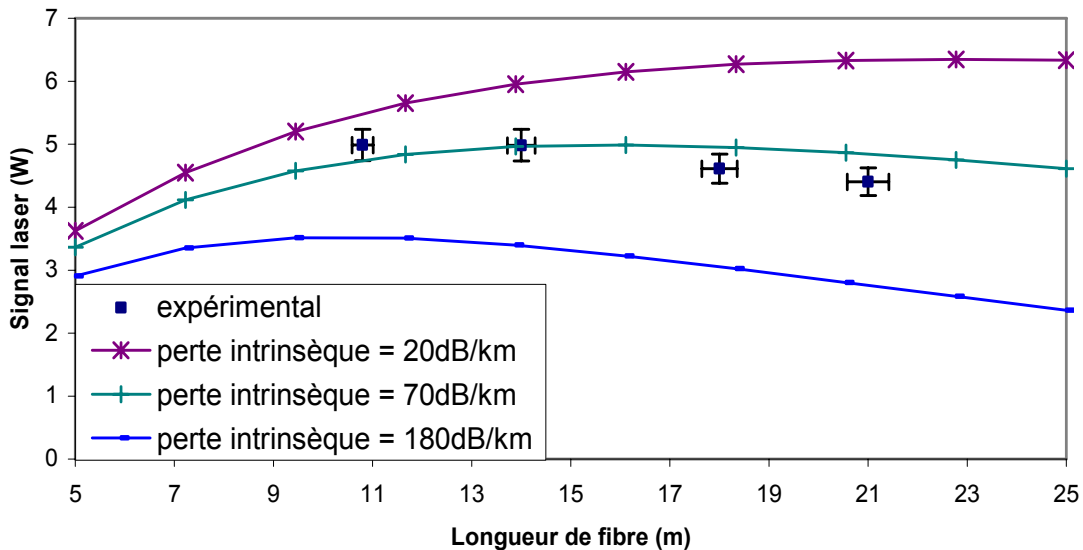


Figure 26. Influence de la perte intrinsèque du cœur sur la puissance de sortie du laser.

Par conséquent, cette investigation de l'ytterbium nous a permis de développer notre expertise sur la simulation d'effet laser dans une fibre. Nous avons pu constater que

l'absorption de la pompe est très bien modélisée en utilisant l'absorption à faible signal. Nous avons aussi découvert que la perte intrinsèque du cœur de la fibre est critique si on vise des simulations exactes et que la caractérisation expérimentale de ce paramètre sous-estime significativement sa valeur. Nous avons finalement pu constater que les autres paramètres de la fibre n'ont pas un impact critique sur la prédiction des performances du laser.

## **3.2 Amplificateur erbium/ytterbium**

Maintenant que nous avons développé une certaine expertise sur la modélisation grâce à l'ytterbium, nous allons aborder le système erbium/ytterbium. Avant de nous lancer directement à développer un modèle, nous discutons des paramètres critiques que nous devons considérer dans ce modèle à la section 3.2.1. Ensuite, nous élaborons le modèle en tant que tel à la section 3.2.2, pour finalement le confronter à l'expérimentation aux sections 3.2.3 et 3.2.4.

### **3.2.1 Paramètres critiques**

Un système erbium/ytterbium est assez complexe dans ses niveaux d'énergie. Plusieurs effets non-linéaires peuvent se produire dans la distribution de ses niveaux électroniques et plusieurs niveaux d'énergie secondaires sont présents. À travers la littérature, différents modèles plus ou moins élaborés sont utilisés. À la base, ces modèles partent tous de la même structure énergétique montrée à la figure 27, où 16 types de transition sont reportés. La différence entre les modèles se situe au niveau de la complexité considérée dans cette structure : certains négligent un nombre donné de transitions.

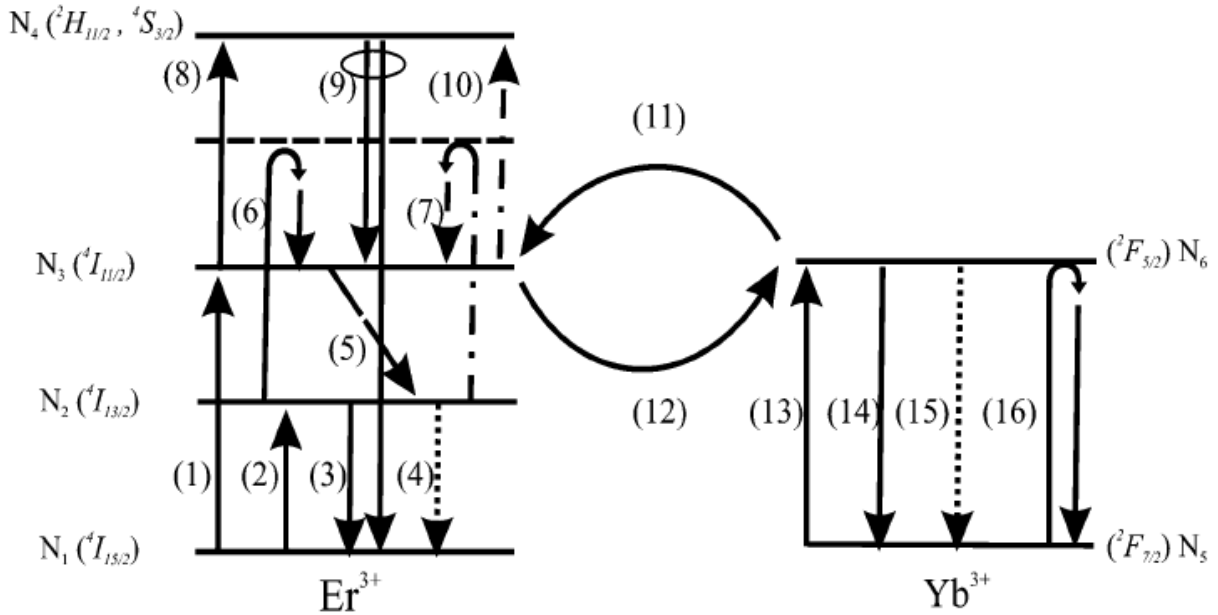


Figure 27. Modèle erbium/ytterbium complet ; tiré de [Yelen 2005]

Comme nous l'avons déjà mentionné dans l'introduction, un paramètre critique avec un système erbium/ytterbium est le transfert d'énergie entre l'ytterbium et l'erbium, montré par les transitions (11) et (12) sur la figure 27. Le taux de transition associé à ces transferts d'excitation ne peut être mesuré directement, seulement des ajustements avec un modèle théorique peuvent être effectués. De plus, plusieurs transitions du côté de l'erbium ne peuvent être mesurées directement et exigent le même genre d'ajustement. Nous pouvons penser à la conversion coopérative vers le haut dans l'erbium, (transition 7), à la quantité d'agrégats dans l'ytterbium, (transition 16), et à la conversion coopérative vers le haut de l'ytterbium à l'erbium, (transition 10). Par exemple, l'auteur de la figure 27 [Yelen 2005] considère la totalité des transitions dans sa modélisation. Le résultat est qu'il doit effectuer un ajustement sur plusieurs paramètres à la fois, sans pouvoir se baser sur des caractérisations expérimentales. Sans compter qu'un ajustement utilisant différentes variables entraîne plusieurs ensembles de solutions possibles. Par conséquent, nous avons choisi, pour notre modèle, de nous en tenir à un minimum de variables à ajuster, soit de considérer seulement le transfert entre l'ytterbium et l'erbium ( $K_{tr}$ ). Cette décision est d'autant justifiée par le fait que la plupart des autres transitions sont de moindre importance. Par exemple, les coefficients de conversion coopérative vers le haut  $C_{up}$  de l'erbium cités dans la littérature sont de l'ordre de

$10^2 \text{ s}^{-1}$ , qui est 100 fois inférieur au taux de transition  $W_{12}$  de l'émission stimulée de l'erbium (qui est de l'ordre de  $10^4 \text{ s}^{-1}$  à  $10^5 \text{ s}^{-1}$ ). De plus, il est difficile de découpler ces effets secondaires du taux de transfert  $K_{tr}$  entre l'ytterbium et l'erbium. En effet, une dégradation de performance supposément causée par  $C_{up}$ , peut être causée par  $K_{tr}$  et vice-versa. Par conséquent, nous avons choisi de considérer seulement  $K_{tr}$  dans notre modélisation, qui va ainsi inclure tous les autres effets secondaires. Ainsi, nous simplifions la structure énergétique de l'erbium/ytterbium à celle montrée sur la figure 28.

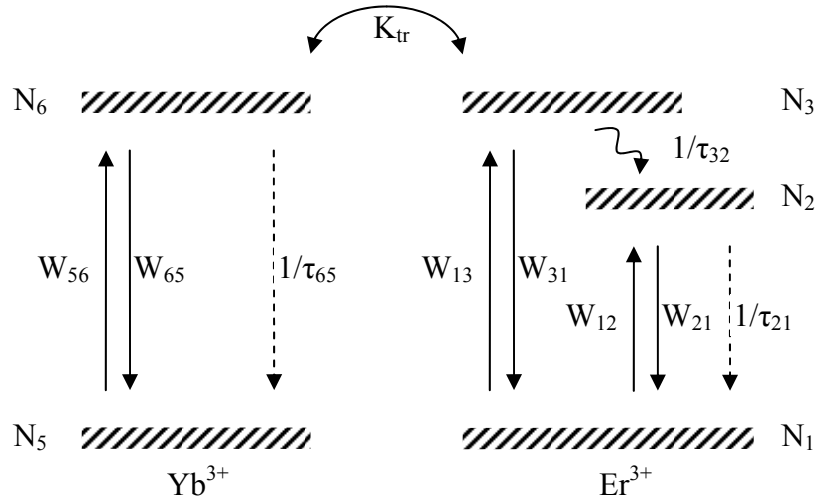


Figure 28. Structure des niveaux d'énergie de l'erbium/ytterbium utilisée pour la modélisation

Nous pouvons expliquer un peu plus en détails la structure montrée à la figure 28. Le niveau 4, ainsi que sa population électronique  $N_4$ , n'est pas présent puisqu'il est généralement associé dans la littérature aux niveaux supérieurs de l'erbium ( $^2H_{11/2}$ ,  $^4S_{3/2}$ ), que nous avons éliminés tel que discuté dans le paragraphe ci-dessus. La relaxation croisée  $K_{tr}$  s'effectue de sorte qu'un électron de l'ytterbium se désexcite non-radiativement du niveau 6 au niveau 5 pour élever un électron de l'erbium du niveau 1 au niveau 3. Le processus inverse peut également se produire où un électron de l'erbium passe du niveau 3 au niveau 1 pour exciter un électron de l'ytterbium du niveau 5 au niveau 6. Les autres transitions sont standard pour n'importe quel système laser. Un signal laser va occasionner des transitions stimulées  $W_{ij}$ , où  $i$  et  $j$  varient de 1 à 6. Plus précisément, un signal pompe entre 900 et 1050 nm stimulera  $W_{56}$  et  $W_{65}$  de l'ytterbium. Si la longueur d'onde est située près de 980 nm, celui-ci stimulera également l'erbium, soit  $W_{13}$  et  $W_{31}$ . Le signal laser est amplifié autour de 1550 nm par  $W_{12}$  et



$W_{21}$ . De la désexcitation spontanée se produit également par  $\tau_{21}$  et  $\tau_{65}$ , ce qui crée de l'émission spontanée amplifiée (ASE). Il est alors à noter que pour un système erbium/ytterbium, de l'ASE se produit également autour de  $1.0 \mu\text{m}$  à cause de  $\tau_{65}$ , et non seulement autour du signal laser à  $1.5 \mu\text{m}$  comme c'est le cas s'il y a seulement l'erbium. Finalement,  $\tau_{32}$  est une transition non-radiative très rapide ( $\tau_{32} \ll \tau_{21}$ ) déplaçant les électrons du niveau 3 au niveau 2.

Un autre paramètre devient critique dans le fait de considérer un système erbium/ytterbium, soit le temps de relaxation non-radiative  $\tau_{32}$ . Ce paramètre détermine le temps que les électrons vont rester au niveau 3 avant d'aller au niveau 2. Habituellement, avec l'erbium seul pompé à  $980 \text{ nm}$ ,  $\tau_{32}$  n'est pas très influent puisque  $W_{31}$  est nul et les électrons ne peuvent pas retomber au niveau 1. Cependant, avec l'erbium/ytterbium, si  $\tau_{32}$  est trop long, des électrons du niveau 3 peuvent retourner au niveau 5 à cause de la relaxation croisée  $K_{tr}$ . Ainsi, il est important de connaître  $\tau_{32}$  pour bien modéliser le système erbium/ytterbium. Malheureusement, un temps de relaxation non-radiative est très difficile à mesurer. Les quelques rares articles traitant du sujet tels que [Layne 1977] ne permettent que de donner un ordre de grandeur à la valeur de  $\tau_{32}$ , qui en plus varie beaucoup selon le type de verre et sa composition. Ce temps tourne autour de  $10^{-5}$  seconde pour la silice et autour de  $10^{-6}$  seconde pour le phosphate. Les matrices de fibres erbium/ytterbium sont habituellement composées de silice dopée avec du phosphore, donc nous pouvons peut-être nous attendre à une valeur intermédiaire, mais il est difficile de lui attribuer une valeur exacte. Par conséquent,  $\tau_{32}$  devient un autre paramètre à ajuster dans les simulations, en plus de  $K_{tr}$ , pour converger vers les résultats expérimentaux obtenus. Ceci appuie encore notre motivation introduite plus haut de limiter l'utilisation des paramètres à ajuster tels que le coefficient de conversion vers le haut  $C_{up}$  dans notre modèle.

### 3.2.2 Modélisation

Maintenant que nous avons bien défini les niveaux d'énergie du système et ses paramètres sous-jacents, nous pouvons développer un modèle erbium/ytterbium selon la procédure expliquée au chapitre 1. Les équations des populations des niveaux électroniques, selon le diagramme de la figure 28, sont données par

$$\begin{aligned}
\frac{dN_1}{dt} &= W_{31}N_3 - W_{13}N_1 + W_{21}N_2 - W_{12}N_1 + \frac{1}{\tau_{21}}N_2 - K_{tr}N_1N_6 + K_{tr}N_3N_5 \\
\frac{dN_2}{dt} &= W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - \frac{1}{\tau_{21}}N_2 + \frac{1}{\tau_{32}}N_3 \\
\frac{dN_3}{dt} &= W_{13}N_1 - W_{31}N_3 - \frac{1}{\tau_{32}}N_3 + K_{tr}N_1N_6 - K_{tr}N_3N_5 \\
\frac{dN_5}{dt} &= W_{65}N_6 - W_{56}N_5 + \frac{1}{\tau_{65}}N_6 + K_{tr}N_1N_6 - K_{tr}N_3N_5 \\
\frac{dN_6}{dt} &= W_{56}N_5 - W_{65}N_6 - \frac{1}{\tau_{65}}N_6 - K_{tr}N_1N_6 + K_{tr}N_3N_5
\end{aligned} \tag{3.1}$$

Les équations pour la concentration des ions d'erbium et d'ytterbium se divisent en deux équations étant donné la présence de deux dopants :

$$\rho_{er} = N_1 + N_2 + N_3 \tag{3.2}$$

$$\rho_{yb} = N_5 + N_6$$

Des termes non-linéaires causés par la relaxation croisée,  $K_{tr}N_1N_6$  et  $K_{tr}N_3N_5$ , apparaissent dans ces équations. Ces termes impliquent deux populations à la fois puisque l'interaction se produit entre deux atomes. Avec les équations (3.1) et (3.2), il est possible d'obtenir une solution en régime permanent ( $dN/dt = 0$ ) pour  $N_1$  à  $N_6$  en fonction des transitions stimulées  $W_{ij}$ , des temps de vie  $\tau_{ij}$ , de la concentration des ions  $\rho$  et du taux de transfert  $K_{tr}$ . Cette solution, bien que nécessitant seulement des manipulations algébriques simples, est assez fastidieuse et le résultat est donné à l'annexe 2. Il est alors possible de calculer l'amplification longitudinale avec les équations suivantes

$$\frac{dP_s}{dz} = 2\pi \int_0^{r_0} (\sigma_{21}N_2(r) - \sigma_{12}N_1(r) - \alpha_s) P_{s,in} \psi_s(r, \lambda_s) r dr$$

$$\frac{dP_p}{dz} = 2\pi \int_0^{r_o} (\sigma_{31}N_3(r) - \sigma_{13}N_1(r) + \sigma_{65}N_6(r) - \sigma_{56}N_5(r) - \alpha_p) P_{p,in} \psi_p(r, \lambda_p) r dr \quad (3.3)$$

$$\frac{dP_{ASE,er}}{dz} = 2\pi \int_0^{r_o} [(\sigma_{21}N_2(r) - \sigma_{12}N_1(r) - \alpha_s) P_{ASE,in,er} + 2(hc_o/\lambda_k)(\Delta\nu)\sigma_{21}N_2(r)] \psi_{ASE,er}(r, \lambda_k) r dr$$

$$\frac{dP_{ASE,yb}}{dz} = 2\pi \int_0^{r_o} [(\sigma_{65}N_6(r) - \sigma_{56}N_5(r) - \alpha_s) P_{ASE,in,yb} + 2(hc_o/\lambda_k)(\Delta\nu)\sigma_{65}N_6(r)] \psi_{ASE,yb}(r, \lambda_k) r dr$$

Seulement une équation est donnée pour le signal et une équation pour la pompe suivant nos expérimentations, mais notre modèle peut être généralisé pour un nombre plus élevé de signaux et de pompes. Nous pouvons remarquer que la puissance pompe peut être absorbée par l'erbium avec le terme  $\sigma_{13}$  et par l'ytterbium avec le terme  $\sigma_{56}$ . Quant au signal, seulement les termes  $\sigma_{12}$  et  $\sigma_{21}$  de l'erbium sont impliqués puisqu'un amplificateur erbium/ytterbium est utilisé pour amplifier à 1.5  $\mu\text{m}$ . De plus, il y a deux équations pour l'émission spontanée amplifiée (ASE) puisque celle-ci peut être émise dans l'ytterbium à une longueur d'onde environnant 1.0  $\mu\text{m}$  et dans l'erbium à 1.5  $\mu\text{m}$ . Partant du même principe, les transitions stimulées de l'ytterbium ( $W_{56}$  et  $W_{65}$ ) n'impliqueront que les puissances pompe et l'ASE à 1.0  $\mu\text{m}$  et celles de l'erbium ( $W_{12}$  et  $W_{21}$ ) n'impliqueront que le signal et l'ASE à 1.5  $\mu\text{m}$ . Les transitions stimulées  $W_{13}$  et  $W_{31}$  n'impliquent quant à elles que la pompe autour de 980 nm. Nous rappelons qu'il y a  $k$  équations pour l'ASE puisque celle-ci est discrétisée spectralement en  $k$  composantes, où  $k$  est un entier choisi au gré de l'utilisateur.

Nous avons ainsi en main un modèle permettant de simuler les performances d'un amplificateur erbium/ytterbium. La section suivante décrit les mesures expérimentales faites sur un amplificateur à fibre à double gaine codopée à l'erbium et à l'ytterbium pour valider le modèle développé et pour déterminer le taux de transfert par relaxation croisée  $K_{lr}$  et le temps de vie du niveau supérieur de l'erbium  $\tau_{32}$ .

### 3.2.3 Ajustement du modèle avec les résultats expérimentaux

Nous avons caractérisé une fibre erbium/ytterbium standard de CorActive, qui porte le nom commercial de Hpa-Ey-10-01, avec les méthodes expérimentales de la première section du chapitre 2. Les résultats sont présentés au tableau 3. Les sections efficaces ont également

été caractérisées ; celles-ci ont été données au chapitre précédent, à la figure 18 et à la figure 19, puisqu'elles correspondaient à la présente fibre.

Paramètre	Symbole	Valeur	Incertitude	Unité
temps de vie de l'ytterbium	$\tau_{yb}$	835	$\pm 95$	$\mu s$
temps de vie de l'erbium	$\tau_{er}$	9.0	$\pm 0.2$	ms
aire de la double gaine	A	13532	$\pm 20$	$\mu m^2$
concentration d'ytterbium	$\rho_{yb}$	$8.5 \times 10^{26}$	$\pm 0.6 \times 10^{26}$	$m^{-3}$
concentration d'erbium	$\rho_{er}$	$4.7 \times 10^{25}$	$\pm 0.8 \times 10^{25}$	$m^{-3}$
perte intrinsèque du signal (à 1200 nm)	$\alpha_p$	595	$\pm 68$	dB/k
perte intrinsèque de la pompe	$\alpha_s$	20	$\pm 5$	dB/k
diamètre du cœur	a	10.01	$\pm 0.1$	$\mu m$
diamètre du dopant	$r_o$	9.8	$\pm 0.2$	$\mu m$
ouverture numérique	NA	0.186	$\pm 0.010$	-
pertes de fusion	-	0.45	$\pm 0.10$	dB
absorption à faible signal de la gaine à 915nm	$\alpha(915 \text{ nm})$	4.4	$\pm 0.4$	dB/m
absorption à faible signal du cœur à 1553 nm	$\alpha(1553 \text{ nm})$	28.7	$\pm 0.7$	dB/m

Tableau 3. Caractérisation de la fibre erbium/ytterbium à double gaine

Paramètre	Symbole	Valeur	Incertitude	Unité
Longueur d'onde de la pompe à 7 A	$\lambda_p$	914.8	$\pm 0.5$	nm
Largeur spectrale de la pompe à mi-hauteur	$\Delta\lambda_p$	5.5	$\pm 0.7$	nm
Longueur d'onde du signal	$\lambda_s$	1556.3	$\pm 0.5$	nm
Largeur spectrale du signal à mi-hauteur	$\Delta\lambda_s$	< 0.05	--	nm
Puissance du signal	$P_s$	7.3	$\pm 0.4$	mW

Tableau 4. Signal et pompe utilisés pour l'amplificateur erbium/ytterbium

Cette fibre est légèrement multimode puisqu'elle possède une fréquence normalisée  $V$  de 3.75 à 1556.3 nm. Ceci pourrait être problématique puisque notre modèle considère seulement le mode fondamental de la fibre. Cependant, nous avons fait le test de coupler la

puissance de sortie amplifiée de cette fibre dans une fibre monomode standard (SMF-28 de Corning) ; la lumière peut seulement se propager dans le mode fondamental à 1556 nm dans une SMF-28. Nous avons pu constater que pratiquement aucune perte de puissance n'était enregistrée en fusionnant les deux fibres, ce qui veut dire que le recouvrement entre les modes des deux fibres est pratiquement identique. Donc, la lumière est propagée et amplifiée dans le mode fondamental dans la fibre erbium/ytterbium et notre modèle peut alors être utilisé.

Nous avons fait une mesure d'amplification avec cette fibre en pompant en copropagation avec le laser pompe et le signal selon les données du tableau 4. Comme nous l'avons vu avec l'ytterbium, un point de départ pour initialiser nos simulations est d'ajuster l'absorption de la pompe. Donc, nous avons mesuré l'absorption de la pompe en fonction de la longueur de fibre pour une puissance pompe de 4.3 W à 915 nm. Nous pouvons voir à la figure 29 que nous avons un bon lissage entre l'expérience et la simulation comme nous nous en attendions d'après notre expérience avec l'ytterbium.

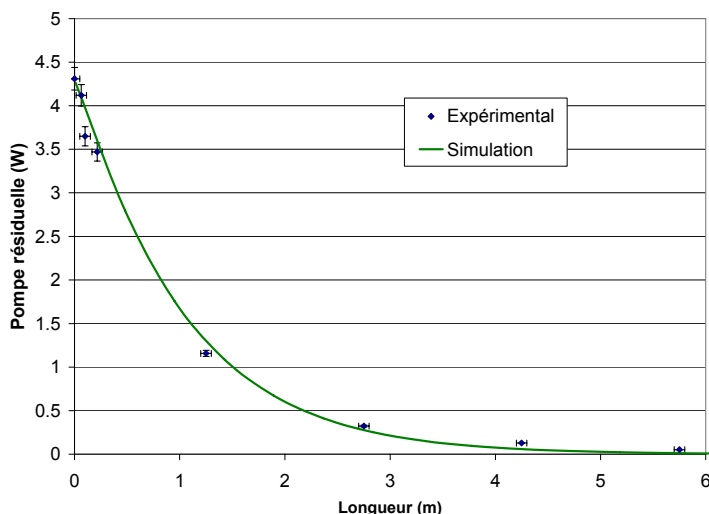


Figure 29. Absorption de la pompe en fonction de la longueur pour la fibre Hpa-Ey-10-01.

### i. Ajustement du signal

Nous avons ensuite effectué des mesures d'amplification du signal avec le montage décrit à la section 2.2.2 (figure 21). Puisqu'un point important de notre modèle est de prédire la longueur optimale de fibre à utiliser dans un amplificateur, nous avons effectué une mesure

d'amplification en fonction de la longueur de fibre pour une puissance pompe constante de 4.31 W à 915 nm. Le signal d'entrée utilisé est indiqué au tableau 4. Le graphique obtenu est donné à la figure 30. Nous pouvons y retrouver la puissance du signal de sortie à 1556 nm et la somme de l'émission spontanée amplifiée (ASE) de l'ytterbium à 1.0  $\mu\text{m}$ . Puisque l'ASE à 1.0  $\mu\text{m}$  est très faible, nous avons indiqué sa valeur sur le graphique. Cette valeur varie très peu le long de la fibre.

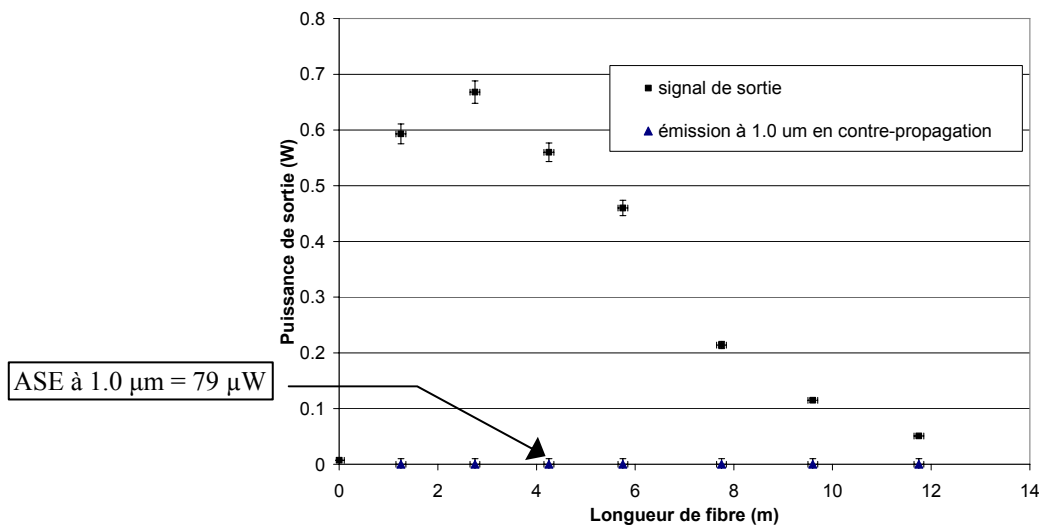


Figure 30. Signal de sortie et émission spontanée amplifiée (ASE) à 1.0  $\mu\text{m}$  d'un amplificateur Er/Yb en fonction de la longueur de fibre pour un signal d'entrée de 7.3 mW à 1556 nm et un signal pompe de 4.3 W à 915 nm.

Avec cette mesure, nous avons tout de suite tenté de déterminer les valeurs du taux de relaxation croisée  $K_{tr}$  et du temps de vie de la transition non-radiative  $\tau_{32}$ . Donc, nous avons itéré en fonction de  $\tau_{32}$  pour une valeur de  $K_{tr}$  constante de  $1 \times 10^{-22}$   $\text{m}^3/\text{s}$  et nous avons itéré en fonction de  $K_{tr}$  pour une valeur de  $\tau_{32}$  constante à 0.01  $\mu\text{s}$ . Les résultats sont donnés à la figure 31. Nous pouvons déjà porter quelques conclusions avec ce premier ajustement. Nous pouvons constater que  $K_{tr}$  et  $\tau_{32}$  ont identiquement le même effet, soit de faire varier l'amplitude de la courbe, mais non sa forme. Il en est de même pour l'émission spontanée amplifiée (ASE) à 1.0  $\mu\text{m}$ . Donc, le fait de varier  $K_{tr}$  ou  $\tau_{32}$  apporte le même effet. Un des deux paramètres est alors redondant et nous allons pouvoir subséquemment en fixer un et ne garder qu'une inconnue.

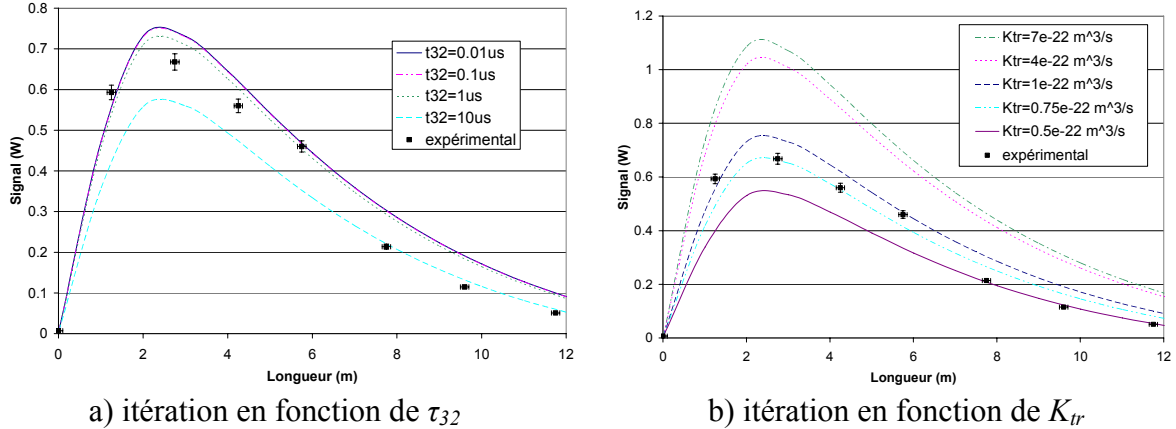


Figure 31. Diverses itérations sur la puissance de sortie en fonction de la longueur de fibre en faisant varier : a) le temps de vie de la transition non-radiative de l'erbium  $\tau_{32}$  pour  $K_{tr}=1 \times 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$  et b) le taux de transfert entre l'erbium et l'ytterbium  $K_{tr}$  pour  $\tau_{32}=0.01 \mu\text{s}$

Nous pouvons constater que la courbe à la figure 31-a) converge vers une valeur fixe pour  $\tau_{32} \leq 1 \mu\text{s}$ . Il en est ainsi puisque la population du niveau 3 de l'erbium est pratiquement nulle pour un temps de vie inférieur ou égale à  $1 \mu\text{s}$ , ce qui implique également qu'il ne se produit pas de transfert de retour de l'erbium à l'ytterbium. Le cœur phosphosilicate de cette fibre se comporte alors davantage comme une matrice de phosphore où le temps de vie  $\tau_{32}$  est faible et avoisine la microseconde ou moins. Donc, nous avons décidé de fixer le paramètre  $\tau_{32}$  à  $0.01 \mu\text{s}$  et d'itérer sur  $K_{tr}$  seulement. Cette considération pourrait être incorporée dans la structure des niveaux d'énergie pour la simplifier puisque la population électronique du niveau 3 est ainsi pratiquement nulle.

Nous avons ainsi réglé le cas du paramètre  $\tau_{32}$ . Il reste seulement à ajuster le paramètre  $K_{tr}$  pour obtenir un bon lissage puisque tous les autres paramètres de simulation sont mesurés expérimentalement. Nous avons obtenu le meilleur lissage pour  $K_{tr}=1.0 \times 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$ . Donc, nous pouvons voir que seulement en ajustant la valeur de  $K_{tr}$ , notre modèle reproduit bien les résultats expérimentaux.

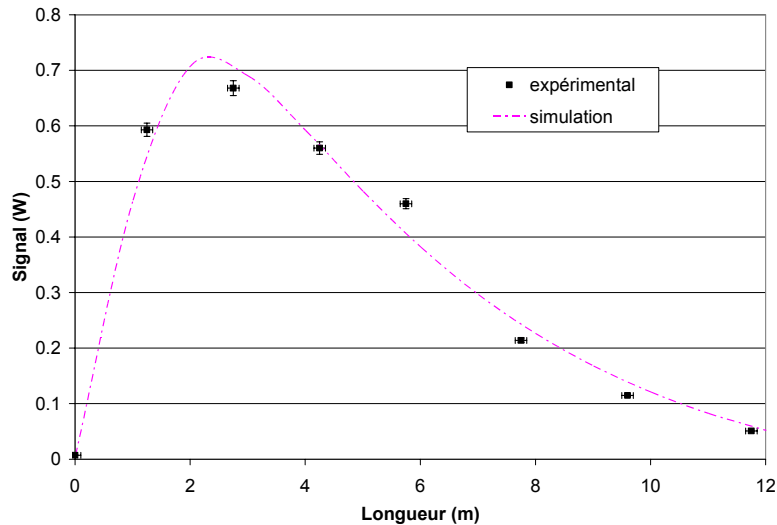


Figure 32. Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle théorique pour un ajustement du taux de transfert entre l'ytterbium et l'erbium à  $K_{tr} = 1.0 \times 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$

Auteur	$K_{tr} (\text{m}^3/\text{s})$	$\tau_{32} (\mu\text{s})$
Présent mémoire	$1.0 \times 10^{-22}$	$\leq 1$
[Karásek, 1997]	$4.4 \times 10^{-22}$	0.001
[Achtenhagen, 2001]	$3 \times 10^{-22}$	6.7

Tableau 5. Comparaison entre les valeurs obtenues dans nos travaux et celles de la littérature pour le taux de transfert entre l'ytterbium et l'erbium ( $K_{tr}$ ) et le temps de vie non-radiatif de l'erbium ( $\tau_{32}$ )

Nous pouvons tout de suite constater qu'il est important de procéder à cet ajustement tel qu'explicité au Tableau 5, où nous comparons nos valeurs obtenues avec celles données dans la littérature. Si nous avions utilisé par exemple les valeurs de [Karásek 1997], nous aurions fixé  $K_{tr}$  à  $4.4 \times 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$ , ce qui aurait surestimé la puissance du signal par un facteur 2 comme nous pouvons le voir à la Figure 31-b. De plus, notre décision de considérer seulement les transitions principales de l'erbium/ytterbium dans la structure des niveaux est très bien appuyée par la bonne corrélation entre la théorie et l'expérience obtenue à la figure 32. Nous n'avons pas considéré d'autres transitions secondaires comme la conversion vers le haut ou les agrégats et nous obtenons tout de même d'excellents résultats.



## ii. Ajustement de l'ASE à 1.0 $\mu\text{m}$

Même si très peu d'émission spontanée amplifiée (ASE) à 1.0  $\mu\text{m}$  n'est présente pour cette manipulation, nous pouvons vérifier si les simulations donnent un bon ordre de grandeur à ce niveau. Nous pourrions vérifier ultérieurement si ces simulations ont du sens avec un cas où il y a beaucoup plus d'ASE à 1.0  $\mu\text{m}$ . Puisque l'ASE à 1.0  $\mu\text{m}$  est pratiquement constante en fonction de la longueur de fibre, nous pouvons effectuer cette comparaison directement dans un tableau. Nous pouvons voir au tableau 6 que les simulations surestiment par trois ordres de grandeur l'ASE à 1.0  $\mu\text{m}$ . Donc, un problème est explicitement présent à ce niveau.

Cas	ASE à 1.0 $\mu\text{m}$ (mW)
simulation	19.5
Expérimental	$0.079 \pm 0.008$

Tableau 6. Comparaison de l'ASE à 1.0  $\mu\text{m}$  prédit par le modèle par rapport au résultat expérimental.

Nous avons alors investigué la cause de cet écart. Puisque nous avons une très bonne corrélation théorie-expérience pour le signal de sortie, nous jugeons que le ou les paramètres en cause doivent être indépendants du signal de sortie. Par exemple, nous écartons le taux de transfert de l'ytterbium à l'erbium  $K_{tr}$  et le temps de vie du niveau supérieur de l'erbium  $\tau_{32}$ , même si ceux-ci pourraient considérablement influencer l'ASE à 1.0  $\mu\text{m}$ . Une cause possible est alors la section efficace d'émission de l'ytterbium  $\sigma_{e,yb}$  ; celle-ci n'a aucun impact sur le signal de sortie puisque le signal est amplifié dans l'erbium. Il faudrait alors que  $\sigma_{e,yb}$  soit beaucoup plus faible que les valeurs que nous avons utilisées dans nos simulations pour corréler les résultats expérimentaux. Il est en effet possible qu'une erreur soit présente dans  $\sigma_{e,yb}$  puisque nous avons déterminé celle-ci avec la relation semi-empirique de McCumber (chapitre 2, section 1.7). En effet, cette méthode peut s'avérer imprécise quand le spectre de la section efficace est très large [Digonnet 2002], ce qui se produit avec l'ion d'ytterbium. De plus, la section efficace d'absorption de l'ytterbium est très faible en haut de 1000 nm, ce qui amplifie l'incertitude sur le calcul de la section efficace émission dans cette région. Donc nous

avons investigué la précision de la section efficace d'émission de l'ytterbium que nous avons calculée avec la méthode de McCumber tel que discuté au prochain paragraphe.

Nous avons procédé à une vérification rapide de  $\sigma_{e,yb}$  avec un spectre de fluorescence de saturation, qui est une autre méthode de calcul de la section efficace [Barnes 1991]. Nous avons mesuré à l'analyseur de spectre optique une trace de la fluorescence par la tranche d'un court bout de fibre erbium/ytterbium de 1 cm de long fortement pompé avec 200 mW de pompe à 975 nm injectée dans le coeur. Nous pouvons constater à la figure 33 que pour une hauteur égale du pic à 975 nm, la relation de McCumber surestime considérablement la section efficace d'émission par rapport au spectre de fluorescence de saturation. Nous avons mesuré qu'il faut réduire par 60 % la section efficace d'émission déterminée avec McCumber pour obtenir un niveau comparable au spectre de fluorescence autour de 1060 à 1090 nm, là où il y a le plus d'ASE à 1.0  $\mu\text{m}$ .

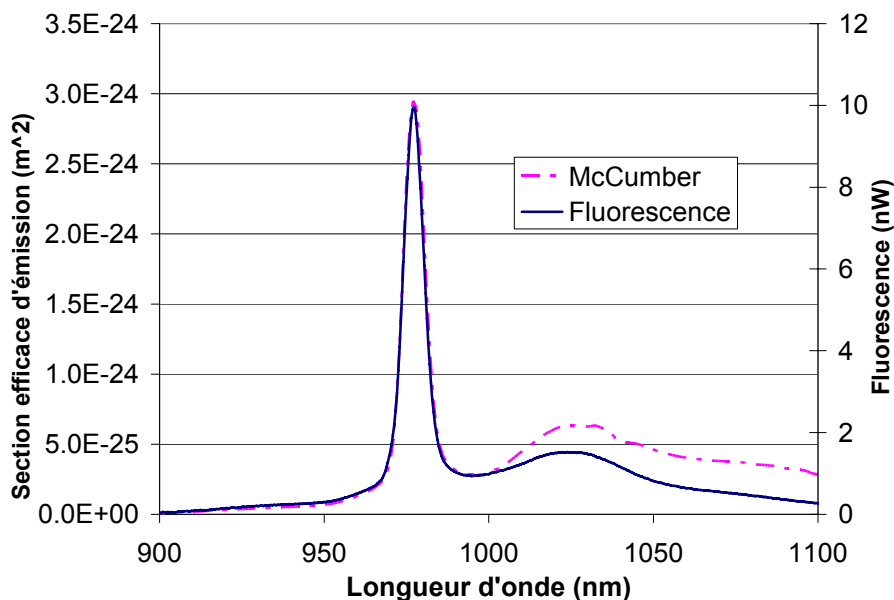


Figure 33. Comparaison de la section efficace d'émission  $\sigma_{e,yb}$  déterminée par la relation de McCumber et déterminée avec un spectre de fluorescence.

Il y a plusieurs explications possibles à cette divergence. Il est fort possible que la valeur de  $K$ , qui représente le ratio de la valeur maximale de la section efficace d'émission sur la valeur maximale de la section efficace d'absorption, n'est pas égale ou même proche de un.

Cette constatation est nouvelle à notre connaissance puisque [Paschotta 1997] posait cette valeur égale à un dans l'ytterbium. De plus, la plupart des dopants, tels que l'erbium, possèdent un ratio avoisinant un [Digonnet 2002]. Une autre explication possible est que la valeur absolue de nos sections efficaces soit erronée, soit par une erreur dans l'évaluation de la concentration des dopants ou du facteur de recouvrement. Cependant, il faudrait une erreur de plus d'un facteur deux, ce qui est peu probable. Le meilleur moyen de vérifier ces hypothèses serait de mesurer quantitativement et directement la section efficace d'émission de façon expérimentale. Cependant, une telle mesure dans l'ytterbium n'est pas rapportée dans la littérature et nous n'avons ainsi pas attaqué le problème par contrainte temporelle.

Nous avons ainsi relancé nos simulations avec cette nouvelle section efficace corrigée. Comme prévu, le signal de sortie en fonction de la longueur reste inchangé. Quant à l'ASE à 1.0  $\mu\text{m}$ , nous pouvons maintenant constater que les simulations sont beaucoup plus exactes (voir le tableau 7). Même si les prédictions sont de 20 % inférieures aux valeurs expérimentales, nous obtenons maintenant un accord avec un très bon ordre de grandeur. Néanmoins, il est difficile de stipuler sur l'exactitude du modèle puisque les valeurs en jeu ne sont que de quelques dizaines de microwatts. Nous allons valider ce point à la prochaine section avec un cas où plus d'émission à 1.0  $\mu\text{m}$  est présente.

Cas	ASE à 1.0 $\mu\text{m}$ (mW)
simulation	0.062
expérimental	$0.079 \pm 0.008$

Tableau 7. Comparaison de l'ASE à 1.0  $\mu\text{m}$  prédit par le modèle par rapport au résultat expérimental en ayant corrigé la section efficace d'émission de l'ytterbium.

### 3.2.4 Vérification de l'ajustement

Maintenant que nous avons ajusté le taux de transfert  $K_r$  entre l'ytterbium et l'erbium dans notre modèle à l'aide d'une expérience, nous pouvons valider si cet ajustement permet de prédire les performances d'un amplificateur erbium/ytterbium. Nous allons tester deux configurations. Tout d'abord, pour être sûrs de bien changer le schéma d'amplification comparativement à notre mesure de la section précédente, nous allons tester un amplificateur avec un pompage en contre-propagation à haute-puissance. Ensuite, nous allons vérifier avec

un autre schéma d'amplification la génération d'ASE à 1.0  $\mu\text{m}$  par l'ytterbium, qui est une caractéristique typique des amplificateurs à fibre codopée à l'erbium et à l'ytterbium.

### i. Amplificateur en contre-propagation

Nous avons monté un amplificateur de haute puissance en contre-propagation en utilisant une pompe à 11.8 W à 915 nm. Nous avons utilisé 3.51 m de fibre Hpa-Ey-10-01 avec un signal de 8.6 mW à 1556.3 nm. Nous avons caractérisé la puissance du signal de sortie en fonction de la puissance pompe. Encore une fois, l'émission spontanée amplifiée (ASE) à 1.0  $\mu\text{m}$  est négligeable pour cette configuration ( $< 1$  mW), donc nous ne l'avons pas considérée dans cet exemple. Nous avons testé notre modèle sans toutefois ajuster aucun paramètre de simulation puisque nous voulons tester la validité de nos prédictions. La figure 34 montre la comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations lancées.

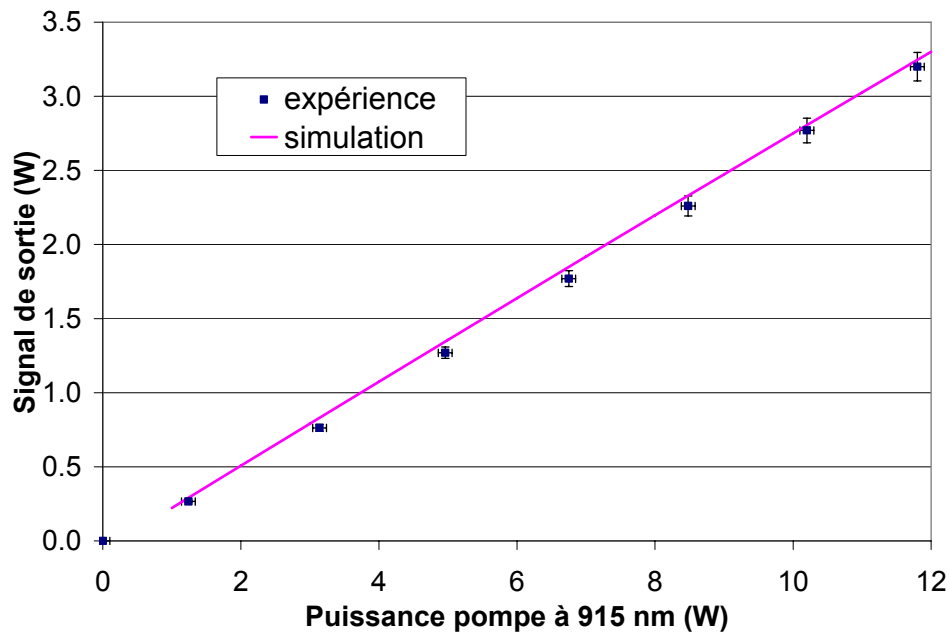


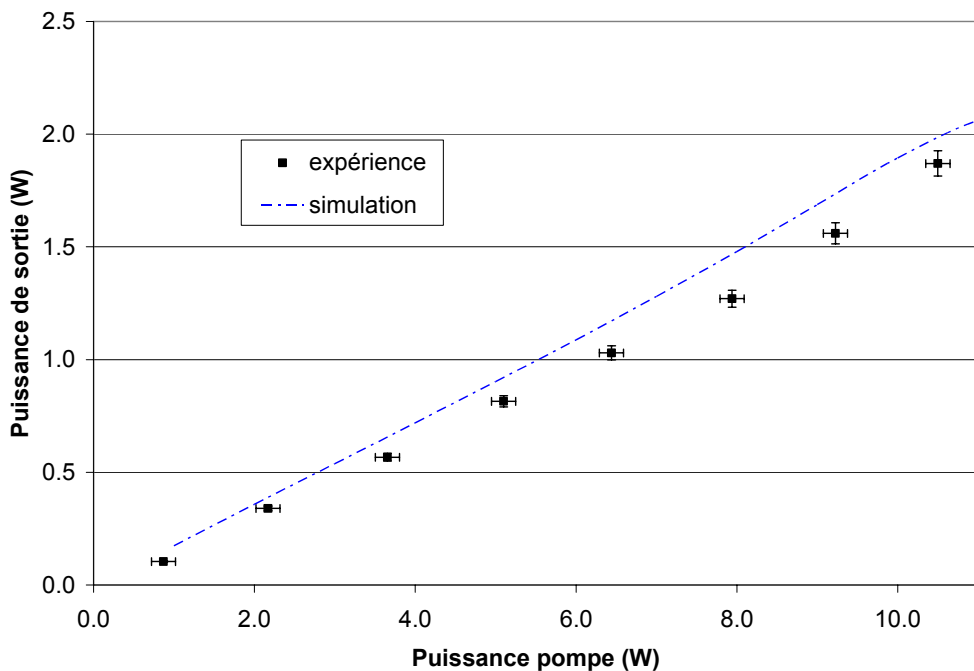
Figure 34. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations pour une amplification avec une pompe à 915 nm en contre-propagation et un signal de 8.6 mW à 1556 nm avec 3.51 m de fibre Hpa-Ey-10-01.

Nous pouvons voir que les simulations permettent de prédire très adéquatement les résultats expérimentaux dans une configuration totalement différente. Donc, une fois que le

taux de transfert  $K_{tr}$  est ajusté, celui-ci demeure valide pour la fibre erbium/ytterbium et il permet de simuler différentes configurations.

## ii. Émission spontanée amplifiée à 1.0 $\mu\text{m}$

Pour produire beaucoup d'émission à 1.0  $\mu\text{m}$  et valider notre modèle à ce niveau, nous avons monté une configuration d'amplificateur où une fibre Hpa-Ey-10-01 de deux mètres est pompée en copropagation avec 10 W de puissance pompe autour de 975 nm. La courte longueur de fibre et la forte puissance de pompe en copropagation permettent d'obtenir plusieurs centaines de milliwatts d'ASE à 1.0  $\mu\text{m}$ . Nous avons utilisé le même signal que précédemment pour effectuer cette mesure. La figure 35 montre le signal de sortie et l'ASE à 1.0  $\mu\text{m}$  en fonction de la puissance pompe. La longueur d'onde du laser pompe varie de 967 nm à 973 nm en fonction de la puissance pompe : nous avons incorporé cette variation dans les simulations.



a) signal de sortie

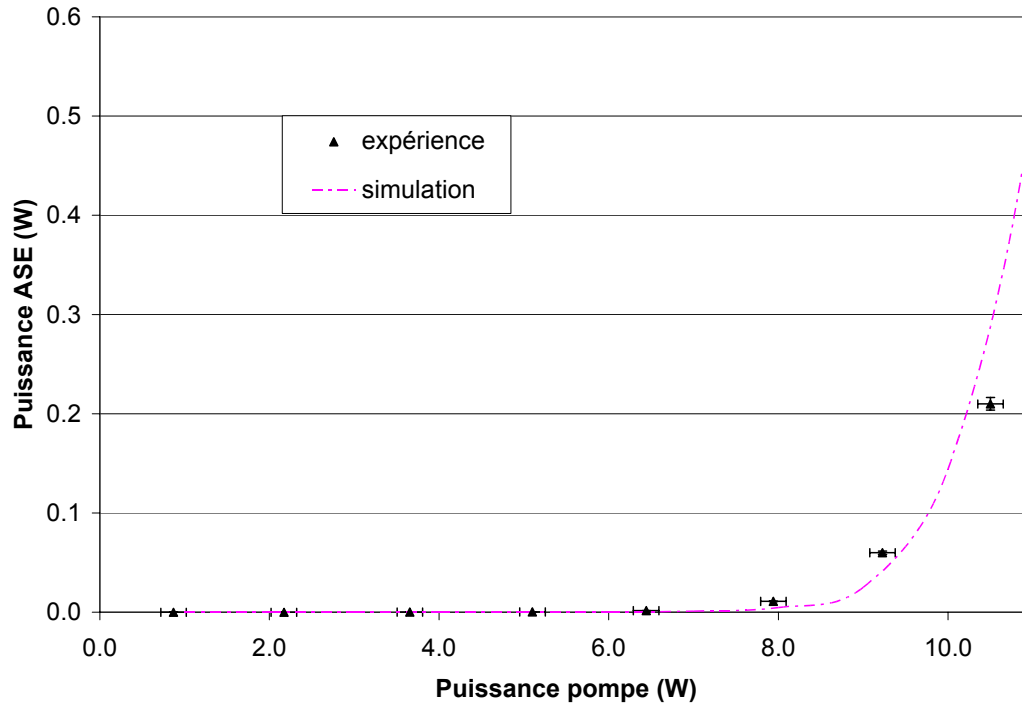
b) ASE à 1.0  $\mu\text{m}$ 

Figure 35. Résultats expérimentaux et simulations pour 2 mètres de fibre Hpa-Ey-10-01 pompée en co-propagation à 975 nm. Le signal d'entrée est de 8.6 mW à 1556 nm.

En examinant la figure 35, nous pouvons voir que notre modèle arrive encore à bien prédire le signal de sortie même si nous pompons à une longueur d'onde différente. Si on se concentre sur l'ASE à 1.0  $\mu\text{m}$ , une très bonne corrélation existe entre la simulation et l'expérience. Donc, notre modèle permet de prédire adéquatement l'émission de l'amplificateur à 1.0  $\mu\text{m}$ , qui est une caractéristique importante d'une fibre erbium/ytterbium. Cependant, nous devons rappeler que cette simulation est basée sur un ajustement de la section efficace d'émission de l'ytterbium, où nous avons multiplié par la valeur 0.4 les sections efficaces obtenues par la relation de McCumber pour obtenir un accord avec le spectre de fluorescence. Nous aurions pu obtenir une meilleure ou moins bonne corrélation selon la valeur choisie. Comme nous l'avons mentionné, il serait pertinent de déterminer expérimentalement la section efficace d'émission de l'ytterbium.

# CONCLUSION

L'objectif principal du projet a été atteint, soit de prédire avec un outil de simulation les performances d'un amplificateur à fibre à double gaine codopée à l'erbium et à l'ytterbium de haute puissance. Pour atteindre cet objectif, nous avons passé d'abord par deux étapes préalables qui sont décrites dans les deux premiers chapitres de ce mémoire.

Dans un premier temps, nous avons développé un modèle théorique d'amplification dans une fibre optique. Ce modèle, très commun dans la littérature, est basé sur des équations d'évolution des populations des niveaux électroniques des dopants et sur une évolution longitudinale de la puissance dans la fibre optique régie par des équations différentielles. Nous avons implémenté numériquement ce modèle avec un langage de programmation pour ainsi obtenir un outil de simulation polyvalent, s'appropriant à tout système d'amplification dans une fibre optique en régime continu.

Dans un deuxième temps, nous avons décrit les différentes caractérisations expérimentales que nous avons effectuées sur la fibre optique dopée. Ces mesures sont nécessaires pour déterminer les paramètres d'entrée des simulations. Une fois caractérisée, nous avons expliqué les mesures d'amplification que nous avons faites avec ces fibres, ce qui nous donne les performances d'un amplificateur ou d'un laser à fibre.

Une fois ces deux étapes préalables effectuées, nous avons pu nous attarder à l'objectif du projet. Avant de comparer notre logiciel de simulation avec les résultats expérimentaux d'erbium/ytterbium, nous avons validé notre outil de simulation avec la littérature pour constater qu'il fonctionnait très bien. Nous avons aussi validé notre modèle avec des expérimentations que nous avons effectuées pour le cas simple du laser à fibre à double gaine dopée à l'ytterbium. Nous avons constaté que notre modèle réussit à prédire les résultats expérimentaux du laser ytterbium en augmentant quelque peu les pertes intrinsèques du cœur de la fibre dans les simulations.

Ensuite, nous avons utilisé notre outil de simulation général pour développer un modèle théorique s'appliquant spécifiquement au système erbium/ytterbium. Nous avons jugé adéquat de considérer seulement les transitions principales de l'erbium/ytterbium,

donc de négliger les différents effets secondaires comme la conversion coopérative vers le haut et les phénomènes causés par les agrégats (« quenching »). Nous n'avons ainsi conservé que deux paramètres à ajuster dans notre modèle, soit le transfert d'excitation entre l'ytterbium et l'erbium ( $K_{tr}$ ) et le temps de vie du niveau supérieur de l'erbium ( $\tau_{32}$ ). Nous avons ajusté ces paramètres en corrélant nos simulations avec les résultats expérimentaux puisqu'il n'y a aucun moyen exact de mesurer ceux-ci expérimentalement. Nous avons ainsi constaté que  $K_{tr}$  possède le même effet sur les performances de l'amplificateur que  $\tau_{32}$  ; alors nous avons éliminé ce dernier et nous avons effectué un ajustement avec  $K_{tr}$  seulement.

Ainsi, nous avons constaté qu'avec cet ajustement de  $K_{tr}$ , nous avons obtenu un outil de simulation qui prédit très fidèlement la puissance de sortie du signal. Nous avons ensuite pu vérifier que notre modèle peut subséquemment prédire les performances expérimentales dans diverses configurations d'amplification.

Notre étude nous a permis de constater que la section efficace d'émission de l'ytterbium, dans un système erbium/ytterbium bien entendu, est grandement surestimée par la relation de McCumber. Ceci laisse présager que le ratio des sections efficaces d'émission sur celles d'absorption serait de loin inférieur à une valeur unitaire comparativement à ce qui est habituellement observé dans les transitions laser.



## BIBLIOGRAPHIE

- Achtenhagen M., Beeson R.J., Pan F., Nyman B., Hardy A., *Gain and noise in ytterbium-sensitized erbium-doped fiber amplifiers: measurements and simulations*, Journal of Lightwave Technology, vol. 19, no 10, 2001, pp. 1521-1526
- Barnes W. L., Laming R.I., Tarbox, E.J., Morkel P.R., *Absorption and emission cross-sections of  $Er^{3+}$  doped silica fibers*, IEEE Journal Quantum Electronics, vol. 27, no 4, 1991, pp. 1004-1010
- Becker P.C., Olsson N.A., Simpson J.R., *Erbium-Doped Fiber Amplifiers, Fundamentals and Technology*, San Diego : Academic Press, 1999, 459p.
- Bjarklev, A., *Optical Fiber Amplifiers: Design and System Application*, The Artech House Optoelectronics Library, 1993, 408p.
- Brunet F., Taillon Y., Galarneau P., LaRochelle S., *Practical design of double-clad ytterbium-doped fiber amplifiers using giles parameters*, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 40, no 9, 2004, pp. 1294-1300.
- Buck, J.A., *Fundamentals of Optical Fibers*, John Wiley & Sons, 1995, 264p.
- Burshtein Z., Kalisky Y., Levy S.Z., Le Boulanger P., Rotman S., *Impurity Local Phonon Nonradiative Quenching of  $Yb^{3+}$  fluorescence in ytterbium-doped silicate glasses*, IEEE Journal Quantum Electronics, vol. 36, no 8, 2000, pp. 1000-1007
- Cantelar, E., Munoz J.A., Sanz-García J.A., Cussó F.,  *$Yb^{3+}$  to  $Er^{3+}$  energy transfer in  $LiNbO_3$* , Journal of Physics: Condensed Matter, vol. 10, no 39, 1998, pp. 8893-8903
- Delevaque E., Georges T., Monerie M., Lamouler P., Bayon, J.-F., *Modeling of pair-induced quenching in erbium-doped silicate fibers*, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 5, no 1, 1993, pp. 73-75
- Derickson, D. *Fiber Optics Test and Measurement*, New Jersey : Prentice-Hall Inc. 1998, 642 p.
- Digonnet M.J.F., Murphy-Chutorian E., Falquier D.G., *Fundamental limitations of the McCumber relation applied to Er-doped silica and other amorphous-host lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 38, no 12, 2002, pp. 1629-1637
- Desurvire E., *Efficient erbium-doped fiber amplifier at  $\lambda=1.53 \mu m$  with high output saturation power*, Proceedings of CLEO'89, paper PD20, 1989
- Desurvire, E., *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications*, John Wiley & Sons Inc., 1994, 770p.

- Di Pasquale F., Federighi M., *Improved gain characteristics in high-concentration  $Er^{3+}/Yb^{3+}$  codoped glass waveguide amplifiers*, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 30, no 9, 1994, pp. 2127-2131.
- Di Pasquale F., Federighi M., *Modelling of uniform and pair-induced upconversion mechanisms in high-concentration erbium-doped silica waveguides*, Journal of Lightwave Technology, vol. 13, no 9, 1995, pp. 1858-1864.
- Federighi M., Di Pasquale F., *The effect of pair-induced energy transfer on the performance of silica waveguide amplifiers with high  $Er^{3+}/Yb^{3+}$  concentrations*, IEEE Photonics Technologies Letters, vol. 7, no 3, 1995, pp. 303-305
- Fortin, A., *Analyse numérique pour ingénieurs*, Montréal : Presses internationales Polytechnique, 2001, 487p.
- Gapontsev V.P., Matitsin S.M., Isineev A.A., Kravchenko V.B., *Erbium glass lasers and their applications*, Optics and Laser Technology, 1982, pp. 189-196
- Giles, C.R., Desurvire C.E., Talman J.R., Simpson J.R., Becker P.C., *2-Gbit/s signal amplification at  $\lambda=1.53 \mu\text{m}$  in an erbium-doped single-mode fiber amplifier*, Journal of Lightwave Technology, vol. 7, no 4, 1989, p.651
- Giles C.R., Desurvire E., *Modeling erbium-doped fiber amplifiers*, Journal of Lightwave Technology, vol. 9, no 2, 1991, p 271-283
- Giles C.R., Desurvire C.E., Simpson J.R., *Transient gain and crosstalk in erbium-doped fiber-amplifiers*, Optics Letters, vol. 14, no 16, 1989, pp. 880-882
- Giles C.R., Desurvire C.E., Zyskind J.L., Simpson J.R., *Noise performance of erbium-doped fiber amplifier pumped at  $1.49 \mu\text{m}$ , and application to signal preamplification at 1.8 Gbits/s*, Photonics Technologies, vol. 1, no 11, 1989, pp. 367-369
- Hinojosa S., Meneses-Nava M.A., Barbosa-Garcia O., Diaz-Torres L.A., Santoyo M.A., Mosino J.F., *Energy back transfer, migration and energy transfer (Yb-to-Er and Er-to-Yb) processes in Yb, Er:YAG*, Journal of Luminescence, vol 102-103, 2003, pp. 694-698
- Huo, Y., Cheo P.K., King G.G., *Modeling and experiments of actively Q-switched  $Er^{3+}-Yb^{3+}$  codoped clad-pumped fiber lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 41, no 4, 2003, pp. 573-580
- Karásek, M., *Optimum design of erbium-ytterbium codoped fibres for large-signal, high-pump power applications*, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 33, no 10, 1997, pp. 1699-1705
- Kelson I., Hardy A., *Strongly pumped fiber lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 34, no 9, 1998, pp. 1570-1577

- Koester C.J., Snitzer E., *Amplification in a fiber laser*, Applied Optics, vol. 3, no 10, 1964, pp. 1182-1186.
- Kimura, Y., Suzuki K., Nakazawa M., *46.5 dB gain in Er<sup>3+</sup>-doped fibre amplifier pumped by 1.48 um GaInAsP laser diodes*, Electronics Letters, vol. 25, no 24, 1989, pp. 1656-1657
- Layne C. B., Lowdermilk W. H., Webec M. J., *Multiphonon relaxation of rare-earth ions in oxide glasses*, Physical Review B, vol 16, no 1, 1977, pp. 10-20
- Lester C., Bjarklev A., Rasmussen T., Dinesen P.G., *Modeling of Yb 3+ – sensitized Er 3+ doped silica waveguide amplifiers*, Journal of Lightwave Technology Vol. 13, 1995, pp. 740-743
- Lumholt O., Rasmussen T., Bjarklev A., *Modelling of extremely high concentration erbium-doped silica waveguides*, Electronics Letters, vol. 29, no 5, 1993, pp. 495-496
- McCumber D.E., *Theory of phonon terminated optical masers*, Physical Review, vol. 134, no 2A, 1964. pp. A299–A306
- Miniscalco W. et Quimby R. S., *General procedure for the analysis of Er cross section*, Optic Letters, vol. 16, no 4, 1991, pp. 258–260
- Nilsson J., Scheer P., Jaskorzynska B., *Modeling and Optimization of Short Yb<sup>3+</sup>-Sensitized Er<sup>3+</sup>-Doped Fiber Amplifiers*, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 5, no 3, 1994, pp. 383-385
- Paschotta R., Nilsson J., Tropper A.C., Hanna D.C., *Ytterbium-doped fiber amplifiers*, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 33, no 7, 1997, pp. 1049-1056
- Paschotta R. et al., *Lifetime quenching in Yb-doped fibres*, Optics Communications, vol. 136, 1997, pp. 375-378
- Pederson B., Nilsson J., Barber P.R., Caplen J.E., Tropper A.C., Hanna D.C., *The design of erbium doped fiber amplifier*, Journal of Lightwave Technology, vol. 9, no 9, 1991, pp. 1105-1112
- Philipps J.F., Töpfer T., Ebendorff-Heidepriem H., Ehrt D., Sauerbrey R., *Spectroscopic and lasing properties of Er<sup>3+</sup>:Yb<sup>3+</sup>-doped fluoride phosphate glasses*, Applied Physics B, vol. 72, 2001, pp. 399-405.
- Philipps J.F., Topfer T., Ebendorff-Heidepriem H., Ehrt D., Sauerbrey R., *Energy transfer and upconversion in erbium-ytterbium-doped fluoride phosphate glasses*, Applied Physics B, vol. 74, 2002, pp. 233-236.

- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P., *Numerical Recipes in C++*, *The Art of Scientific Computing*, 2<sup>nd</sup> ed., New York : Cambridge University Press, 2002, 1002p.
- Reekie L., Mears R.J., Simon B., Payne D., *Tunable single-mode fiber lasers*, *Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-4, no 7, 1985, p.1985
- Roy V., Piché M., Babin F., Schinn G.W., *Nonlinear wave mixing in a multilongitudinal-mode erbium-doped fiber laser*, *Optics Express*, vol. 13, no 18, 2005, pp. 6791-6797
- Siegman, A. *Lasers*, Mill Valley : University Science Books, 1986, 1283p.
- Sorbello G., Taccheo S., Laporta P., *Numerical modelling and experimental investigation of double-cladding erbium-ytterbium-doped fibre amplifiers*, *Optical and Quantum Electronics*, vol. 33, 2001, pp. 599-619.
- Sudo, S., *Optical Fiber Amplifiers: Materials, Devices, and Applications*, The Artech House Optoelectronics Library, 1997, 648p.
- Taccheo S., Sorbello G., Longhi S., Laporta P., *Measurement of the energy transfer and upconversion constants in Er-Yb-doped phosphate glass*. *Optical and Quantum Electronics*, vol. 31, 1999, p249-262.
- Vienne, G., *Fabrication and characterization of ytterbium : erbium codoped phosphosilicate fibers for optical amplifiers and lasers*, Ph.D. dissertation, Dep. Electronics Computer Science, Univ. Southampton, U.K., 1996
- Xia G., Duan J., Zhao S., Dong S., *Light propagation in the multi-mode double-clad erbium: ytterbium co-doped fiber: theory and experiment*, *Optics and Laser Technology*, vol. 36, 2004, pp. 273-277.
- Yahel E., Hardy A., *Modeling high-power Er<sup>3+</sup>-Yb<sup>3+</sup> codoped fiber lasers*. *Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, no 9, 2003, pp. 2044-2052
- Yelen K., Hickey L., Zervas M., *Experimentally verified modeling of erbium-ytterbium co-doped DFB fiber lasers*, *Journal of Lightwave Technology* vol. 23, no 3, 2005, pp. 1380-1392.

## Annexe 1. Paramètres de simulation

Voici les différents paramètres de simulation utilisés à la section 3.1.1 pour comparer notre modèle de simulation avec la littérature.

### a) Simulation d'un laser ytterbium pour comparer avec [Kelson 1998]

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Longueur d'onde de la pompe	$\lambda_p$	920	nm
Longueur d'onde du signal	$\lambda_s$	1090	nm
Temps de vie	$\tau$	1	ms
section efficace d'absorption de la pompe	$\sigma_{ap}$	$6 \times 10^{-21}$	$\text{cm}^2$
section efficace d'émission de la pompe	$\sigma_{ep}$	$2.5 \times 10^{-22}$	$\text{cm}^2$
section efficace d'absorption du signal	$\sigma_{as}$	$1.4 \times 10^{-21}$	$\text{cm}^2$
section efficace d'émission du signal	$\sigma_{ep}$	$2 \times 10^{-21}$	$\text{cm}^2$
aire de la double gaine	A	$5 \times 10^{-7}$	$\text{cm}^2$
concentration d'ytterbium	$\rho_o$	$4 \times 10^{19}$	$\text{cm}^{-3}$
perte intrinsèque de la pompe	$\alpha_p$	$3 \times 10^{-5}$	$\text{cm}^{-1}$
perte intrinsèque du signal	$\alpha_s$	$5 \times 10^{-5}$	$\text{cm}^{-1}$
facteur de recouvrement de la pompe	$\Gamma$	0.0012	-
facteur de recouvrement du signal	$\Gamma$	0.82	-
réflectivité du miroir 1 à 1090 nm	R1	0.98	-
réflectivité du miroir 2 à 1090 nm	R2	0.04	-
Longueur de fibre	L	50	m

Tableau 8. Paramètres utilisés pour simuler un laser ytterbium à double gaine ; tiré de [Kelson 1998]

Note : le rayon du cœur et l'ouverture numérique ont été fixés à  $4 \mu\text{m}$  et 0.10, respectivement, pour obtenir un facteur de recouvrement de 0.82 à 1090 nm tel que spécifié dans le tableau. Similairement, le rayon de la double gaine a été fixé à  $115 \mu\text{m}$  de façon à obtenir un facteur de recouvrement de 0.0012, soit le ratio des aires du cœur et de la gaine.

## b) Simulation d'un amplificateur erbium pour comparer avec le logiciel OptiAmplifier

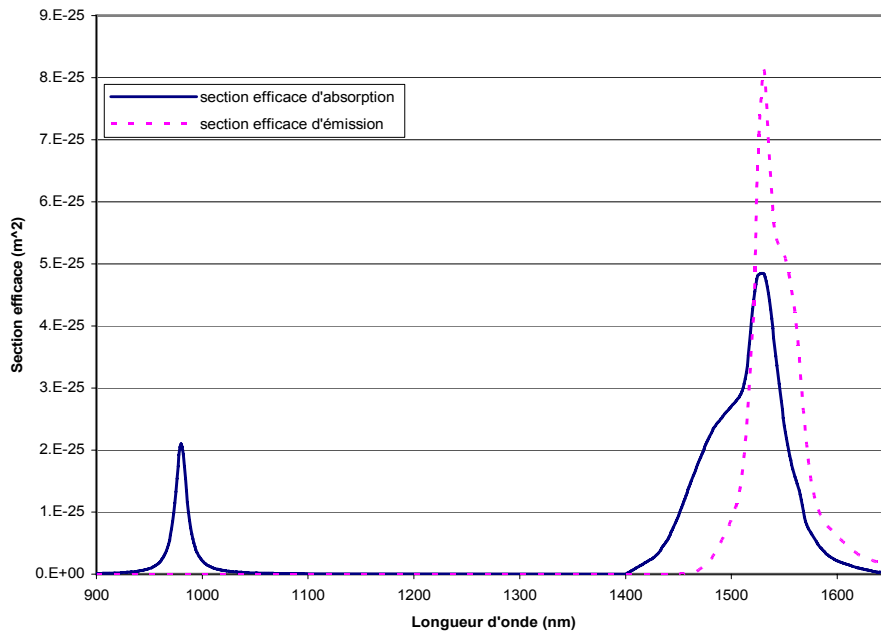


Figure 36. Sections efficaces utilisées pour simuler un amplificateur erbium.

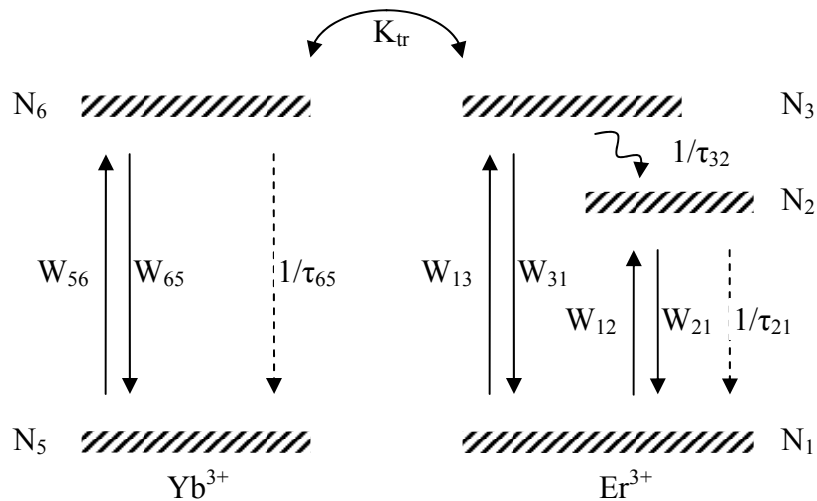
Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Longueur d'onde de la pompe	$\lambda_p$	980	nm
Longueur d'onde du signal	$\lambda_s$	1500	nm
Temps de vie	$\tau$	12	ms
concentration d'erbium	$\rho_o$	$5.1 \times 10^{24}$	$m^{-3}$
perte intrinsèque de la pompe	$\alpha_p$	0	$cm^{-1}$
perte intrinsèque du signal	$\alpha_s$	0	$cm^{-1}$
rayon du coeur	$a$	2.5	$\mu m$
rayon du dopant	$r_o$	2.5	$\mu m$
ouverture numérique	NA	0.20	-
Longueur de fibre	L	5	m

Tableau 9. Paramètres utilisés pour simuler un amplificateur erbium

Note : un nombre de pas de discrétisation radial et longitudinal suffisant est utilisé pour que l'algorithme converge

## Annexe 2. Modèle erbium/ytterbium

Voici les détails de la résolution du système erbium/ytterbium tel que décrit à la section 3.2.2. Nous considérons une structure de niveaux d'énergie comme suit :



Veillez noter que la solution développée dans cet annexe considère la population atomique du niveau N<sub>3</sub>. Néanmoins, suite aux conclusions élaborées dans ce mémoire à la section 3.2.3-i, nous aurions pu négligé ce niveau en considérant que toutes les ions excités au niveau 3 se désexcite très rapidement au niveau 2, donc le niveau 3 se retrouve toujours vide et il est possible de grandement simplifié la résolution du système d'équations.

Comme nous l'avons introduit, les équations d'évolution des populations électroniques des ions d'erbium et d'ytterbium sont alors données par :

$$\frac{dN_1}{dt} = 0 = W_{31}N_3 - W_{13}N_1 + W_{21}N_2 - W_{12}N_1 + \frac{1}{\tau_{21}}N_2 - K_{tr}N_1N_6 + K_{tr}N_3N_5 \quad (\text{A-1})$$

$$\frac{dN_2}{dt} = 0 = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - \frac{1}{\tau_{21}}N_2 + \frac{1}{\tau_{32}}N_3 \quad (\text{A-2})$$

$$\frac{dN_6}{dt} = 0 = W_{56}N_5 - W_{65}N_6 - \frac{1}{\tau_{65}}N_6 - K_{tr}N_1N_6 + K_{tr}N_3N_5 \quad (\text{A-3})$$

Nous avons posé les dérivées égales à zéro puisque nous cherchons une solution en régime permanent. Nous avons omis l'équation (A-4) pour  $N_4$  puisqu'elle représente les niveaux supérieurs de l'erbium ( $^2H_{11/2}$  et  $^4S_{3/2}$ ), que nous avons éliminés. Nous n'avons également pas considéré les équations pour  $N_3$  et  $N_5$  puisqu'elles sont redondantes à la résolution du système algébrique. Les concentrations d'erbium et d'ytterbium respectent les relations suivantes :

$$\rho_{er} = N_1 + N_2 + N_3 \quad (\text{A-5})$$

$$\rho_{yb} = N_5 + N_6 \quad (\text{A-6})$$

Nous pouvons résoudre analytiquement ce système de cinq équations avec cinq inconnues  $N_1, N_2, N_3, N_5, N_6$ . Procédons à cette résolution, qui est simple algébriquement mais fastidieuse.

En substituant (A-5) dans (A-2) pour éliminer  $N_3$  nous obtenons une relation entre  $N_2$  et  $N_1$  :

$$N_2 = \beta_1 N_1 + \beta_2 \quad (\text{A-7})$$

$$\text{où } \beta_1 \equiv \frac{W_{12} - 1/\tau_{32}}{W_{21} + 1/\tau_{21} + 1/\tau_{32}} \text{ et } \beta_2 \equiv \frac{1/\tau_{32} \rho_{er}}{W_{21} + 1/\tau_{21} + 1/\tau_{32}} \quad (\text{A-8})$$

En substituant (A-5), (A-6) et (A-7) dans l'équation (A-3), nous pouvons éliminer  $N_2, N_3$ , et  $N_5$  pour obtenir une relation entre  $N_6$  et  $N_1$  :

$$N_6 = \frac{\beta_6 - N_1 \beta_7}{\beta_5 - N_1 \beta_8} \quad (\text{A-9})$$

$$\text{où } \beta_5 \equiv W_{56} + W_{65} + \frac{1}{\tau_{65}} + K_{tr} \rho_{er} - K_{tr} \beta_2 ; \beta_6 \equiv W_{56} \rho_{yb} + K_{tr} \rho_{yb} \rho_{er} - K_{tr} \rho_{yb} \beta_2 \quad (\text{A-10})$$

$$\beta_7 \equiv K_{tr} N_{yb} + K_{tr} N_{yb} \beta_1 \quad \text{et} \quad \beta_8 \equiv K_{tr} \beta_1 ;$$



En substituant (A-5), (A-6) et (A-7) dans (A-1), nous pouvons éliminer  $N_2$ ,  $N_3$ , et  $N_5$  et pour obtenir encore une relation entre  $N_6$  et  $N_1$  :

$$N_1\beta_3 = \beta_4 + N_6(N_1K_{tr}\beta_1 - K_{tr}\rho_{er} + K_{tr}\beta_2) \quad (\text{A-11})$$

$$\text{où } \beta_3 \equiv -\beta_1W_{21} - \frac{\beta_1}{\tau_{21}} + W_{12} + W_{13} + (1 + \beta_1)K_{tr}\rho_{yb} \quad (\text{A-12})$$

$$\beta_4 \equiv \beta_2W_{21} + \frac{\beta_2}{\tau_{21}} + K_{tr}\rho_{yb}(\rho_{er} - \beta_2)$$

Nous pouvons substituer (A-9) dans (A-11) pour trouver une relation quadratique avec seulement  $N_1$  comme variable inconnue :

$$a(N_1)^2 + b(N_1) + c = 0 \quad (\text{A-13})$$

où les coefficients a, b, et c sont donnés par :

$$a = K_{tr}\beta_1(K_{tr}\rho_{yb} + K_{tr}\beta_1\rho_{yb}) - \beta_3\beta_1K_{tr}$$

$$b = (K_{tr}\beta_2 - K_{tr}\rho_{yb})(K_{tr}\rho_{yb} + K_{tr}\beta_1\rho_{yb}) - \beta_1\beta_6K_{tr} + \beta_1\beta_4K_{tr} + \beta_3\beta_5 \quad (\text{A-14})$$

$$c = \beta_6K_{tr}\rho_{er} - \beta_2\beta_6K_{tr} - \beta_4\beta_5$$

Ainsi nous avons une équation pour  $N_1$  donnée par la solution quadratique standard :

$$N_1 = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (\text{A-15})$$

Finalement, sachant  $N_1$ , nous pouvons déterminer  $N_2$ ,  $N_6$ , et  $N_5$  avec les équations que nous avons dérivées précédemment. Il s'agit des équations (A-7), (A-9) et (A-5) :

$$N_2 = \beta_1N_1 + \beta_2$$

$$N_6 = \frac{\beta_6 - N_1\beta_7}{\beta_5 - N_1\beta_8} \quad (16)$$

$$N_5 = \rho_{yb} - N_6$$

### Annexe 3. Appareils utilisés

Type d'appareil	Compagnie	Modèle
Analyseur de spectre optique	Ando	AQ6317B
Thermopile	Gentec	UP19K-110F-H5-DO
Wattmètre	ILX Lightwave	FPM-8210H
Source blanche	Instruments S.A.	LSH-T250
Mesure de géométrie de la fibre	PK Technology	2400
Mesure du profil d'indice	EXFO	NR-9200
Oscilloscope	Kenwood	CS-4125 ; 20 MHz
Photodiode rapide	Thorlabs	PDA400 ; 50 MHz
Cliver à fibre optique	York	FK11
Fusionneuse	Fitel	S175
Mesure de « Electron Probe MicroAnalysis » (EPMA)	Université Laval	Département de géologie et de génie géologique
Source de courant	B&K Precision	1745A
Contrôleur de température	Melcor	MTTC-1410
Élément de Peltier	Melcor	MPA250