

**FRANÇOIS BRUNET**

**LASERS À FIBRE DE VERRE FLUORÉ POMPÉS  
PAR TRANSITIONS MULTIPLES**

**Mémoire  
présenté  
à la Faculté des études supérieures  
de l'Université Laval  
pour l'obtention  
du grade de maître ès sciences (M. Sc.)**

**Département de génie électrique et de génie informatique  
FACULTÉ DES SCIENCES ET GÉNIE  
UNIVERSITÉ LAVAL**

**MAI 2000**

© François Brunet, 2000



National Library  
of Canada

Acquisitions and  
Bibliographic Services

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Acquisitions et  
services bibliographiques

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file* *Votre référence*

*Our file* *Notre référence*

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-51119-7

**Canada**

## RÉSUMÉ

L'objectif de ce projet de recherche était la mise au point d'un laser à fibre de verre fluoré dopée à l'erbium émettant à  $1,66 \mu\text{m}$ . Pour étudier ce système, un modèle numérique convivial, fiable et polyvalent a été développé sous *Matlab*. Ce modèle permet de modéliser la vaste majorité des amplificateurs et lasers à fibre fonctionnant en régime continu. Un autre modèle est également utilisé pour modéliser un laser à fibre de verre fluoré dopée au thulium émettant à  $455 \text{ nm}$ . Au niveau expérimental, une procédure permettant l'épissure d'une fibre de verre fluoré monomode avec une fibre de silice de façon reproductible et avec des pertes de moins de  $1 \text{ dB}$  est présentée. Le développement du laser à fibre à  $1,66 \mu\text{m}$  a également nécessité des mesures d'absorption et de fluorescence pour différentes longueurs d'onde de pompe. Des réseaux de Bragg à  $1,66 \mu\text{m}$  photoinduits dans des fibres de silice ont été écrits pour former la cavité laser. Toutefois, aucun gain ni effet laser à  $1,66 \mu\text{m}$  n'a été observé.

**À mes parents, pour leur amour et leurs  
encouragements, et en particulier à mon père,  
le meilleur professeur que j'ai eu.**

## REMERCIEMENTS

J'ai eu le privilège d'effectuer mes travaux de maîtrise à l'INO (Institut national d'optique). Je tiens à remercier l'INO pour m'avoir donné la chance de faire mes études supérieures dans un milieu industriel si agréable. Merci tout particulièrement à l'ensemble du personnel, qui fait de l'INO un milieu de travail à la fois jovial et productif. Je remercie également l'équipe du Centre d'optique, photonique et lasers de l'Université Laval. Des étudiants et des professionnels dynamiques et sympathiques en font un milieu d'études des plus enviables. J'ai grandement apprécié la qualité des cours et des professeurs du COPL. En particulier, je remercie Dr Sophie LaRoche, Dr Réal Vallée et Prof. Michel Piché pour leur dévouement à l'enseignement et la qualité irréprochable de leurs cours.

Je remercie ma directrice de recherche, Dr Sophie LaRoche, ainsi que mon co-directeur à l'INO, Dr Robert Larose. Tout au long de cette maîtrise, ils m'ont fait partager leur expérience et leur grand savoir faire. J'ai grandement apprécié le soutien technique, et par moments le soutien moral qu'il m'ont offert. Je suis également reconnaissant pour la confiance et la liberté qu'ils m'ont accordées au cours de ce projet de recherche. J'ai eu plusieurs discussions très profitables avec certains chercheurs de l'INO. À ce chapitre, je remercie tout particulièrement Dr Michel Morin, Dr Alain Chandonnet et Dr Jocelyn Lauzon. Je remercie également Dr Lionel Pujol pour ses nombreux conseils et pour m'avoir gracieusement donné des échantillons de fibre de verre fluoré.

Je n'ai pas fait des études en optique par hasard. Je suis reconnaissant à Dr Suzanne Lacroix, professeure à l'École Polytechnique de Montréal, pour m'avoir donné le goût de

faire carrière en optique et photonique, par son cours passionnant et par son enseignement empreint d'une grande rigueur. Merci également à Dr Alain Chandonnet, pour avoir éveillé mon intérêt pour les lasers à fibre et pour m'avoir fait connaître l'INO.

Selon moi, travailler en laboratoire avec une équipe de technologues hors pairs est le plus grand privilège accordé aux étudiants à l'INO. Je remercie MM. Nelson Landry et Sylvain Derome pour leurs nombreux conseils, donnés avec beaucoup de patience au cours des derniers mois. Je suis particulièrement reconnaissant à M. Martin Pelletier, aux côtés de qui j'ai travaillé pendant de très nombreuses heures. En plus de m'avoir prodigué de nombreux conseils, M. Pelletier crée un environnement de travail agréable, efficace et ordonné dans son laboratoire, ce que j'ai grandement apprécié.

Je remercie le Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie, l'INO, le FCAR et le COPL pour leur aide financière.

## NOTE LINGUISTIQUE

Le domaine de l'optique et photonique est truffé de termes techniques dédiés. La plupart des communications scientifiques se déroulant en anglais, il est d'usage en langage courant d'utiliser les termes anglais. De même, plusieurs acronymes sont des dérivés d'expressions anglaises.

Dans ce mémoire, un effort a été fait pour utiliser des termes français, souvent en dépit de l'usage commun. Aussi, l'auteur a tenté de trouver des traductions plus justes à quelques termes souffrant d'une traduction littérale impropre. Par exemple, le terme *upconversion fiber laser* est souvent traduit par *laser à fibre à conversion vers le haut*. Dans ce mémoire, on utilisera plutôt *laser à fibre à pompage par transitions multiples*. Lors de leur première apparition dans le texte, ces termes français particuliers sont suivis d'un astérisque (\*) renvoyant au lexique de l'annexe A.

Par soucis de clarté, les acronymes courants découlant de termes anglais n'ont pas été traduits. Par exemple, l'émission spontanée amplifiée est dénotée par ASE, pour *amplified spontaneous emission*. La traduction de cet acronyme donnerait ESA, qui pourrait être confondue avec un autre acronyme anglais, signifiant *excited-state absorption*.

## **TABLE DES MATIÈRES**

|  |             |
|--|-------------|
| <b>RÉSUMÉ</b>  | <b>I</b>    |
| <b>REMERCIEMENTS</b>   | <b>III</b>  |
| <b>NOTE LINGUISTIQUE</b>   | <b>V</b>    |
| <b>TABLE DES MATIÈRES</b>  | <b>VI</b>   |
| <b>LISTE DES FIGURES</b>   | <b>X</b>    |
| <b>LISTE DES TABLEAUX</b>  | <b>XIII</b> |
| <b>INTRODUCTION</b>  | <b>1</b>    |
| <b>CHAPITRE I</b>  |             |
| <b>CONTEXTE DU PROJET, ÉTAT DE LA TECHNOLOGIE ET OBJECTIFS</b>                 | <b>4</b>    |
| <b>1.1 Contexte technologique du projet</b>                                    | <b>5</b>    |
| <i>Systèmes de communication optique et réflectométrie optique</i>             | <i>5</i>    |
| <i>Sources lasers compactes émettant dans le visible</i>                       | <i>7</i>    |
| <b>1.2 Lasers émettant dans la bande 1,6 - 1,7 µm</b>                          | <b>8</b>    |
| <i>Lasers semiconducteurs</i>  | <i>8</i>    |
| <i>Lasers à diffusion Raman stimulée</i>                                       | <i>8</i>    |
| <i>Lasers à fibre de verre fluoré</i>  | <i>11</i>   |
| <b>1.3 Lasers à fibre bleus</b>  | <b>13</b>   |
| <i>Lasers à fibre dopée au praséodyme émettant à 492 nm</i>                    | <i>13</i>   |
| <i>Lasers à fibre dopée au thulium émettant à 480 nm</i>                       | <i>14</i>   |
| <i>Lasers à fibre dopée au thulium émettant à 455 nm</i>                       | <i>15</i>   |
| <b>1.4 Objectifs du projet et méthodologie</b>                                 | <b>16</b>   |
| <i>Modélisation des lasers à fibre de verre fluoré</i>                         | <i>16</i>   |
| <i>Caractérisation du milieu actif et choix de la longueur d'onde de pompe</i> | <i>16</i>   |

|  |    |
|--|----|
| <i>Manipulation des fibres de verre fluoré et technique d'épissure mécanique</i> | 17 |
| <i>Mesure du gain et assemblage de la cavité optique</i>                         | 17 |

## CHAPITRE II

|   |           |
|---|-----------|
| <b>THÉORIE DES AMPLIFICATEURS ET LASERS À FIBRE</b>             | <b>18</b> |
| <b>2.1 Amplificateurs et lasers à fibre</b>                     | <b>19</b> |
| <i>Amplificateurs à fibre</i>                                   | 19        |
| <i>Lasers à fibre</i>   | 20        |
| <b>2.2 Verre fluoré dopé aux terres rares</b>                   | <b>21</b> |
| <i>Spectroscopie des terres rares dans une matrice de verre</i> | 21        |
| <i>Matrice de verre fluoré</i>                                  | 23        |
| <i>Transfert non-radiatif d'énergie</i>                         | 25        |
| <b>2.3 Équations d'évolution</b>                                | <b>26</b> |
| <i>Les transitions stimulées</i>                                | 26        |
| <i>Émission spontanée et relaxation multiphonon</i>             | 27        |
| <i>Relaxation croisée</i>                                       | 28        |
| <i>Solution des équations d'évolution</i>                       | 29        |
| <i>Absorption et amplification</i>                              | 29        |
| <b>2.4 Optique guidée et fibre optique</b>                      | <b>30</b> |
| <i>Fibres optiques monomodes</i>                                | 30        |
| <i>Recouvrements entre les modes et les populations</i>         | 31        |

## CHAPITRE III

|   |           |
|---|-----------|
| <b>LOGICIEL DE MODÉLISATION D'AMPLIFICATEUR ET DE LASER À FIBRE</b> | <b>33</b> |
| <b>3.1 Approximations sur les modes guidés</b>                      | <b>34</b> |
| <b>3.2 Absorption et amplification</b>                              | <b>34</b> |
| <b>3.3 Propagation dans la fibre dopée</b>                          | <b>36</b> |
| <b>3.4 Émission spontanée amplifiée</b>                             | <b>37</b> |
| <b>3.5 Solution à l'équilibre</b>                                   | <b>39</b> |
| <b>3.6 Conditions aux limites</b>                                   | <b>39</b> |
| <b>3.7 Recherche itérative de la solution à l'équilibre</b>         | <b>40</b> |

## CHAPITRE IV

|   |           |
|---|-----------|
| <b>MODÉLISATION NUMÉRIQUE D'AMPLIFICATEURS ET DE LASERS À FIBRE</b> | <b>42</b> |
| <b>4.1 Amplificateur à fibre dopée à l'erbium</b>                   | <b>42</b> |

|   |           |
|---|-----------|
| <i>Pompage à 800 nm et absorption par les états excités</i>                       | 43        |
| <i>Modélisation et optimisation de l'amplificateur</i>                            | 43        |
| <i>Effet de l'absorption par les états excités</i>                                | 44        |
| <i>Effet du nombre de régions annulaires</i>                                      | 46        |
| <b>4.2 Laser à fibre de puissance</b>   | <b>47</b> |
| <i>Fibres à double gaine</i>  | 47        |
| <i>Spectroscopie de l'ytterbium</i>   | 48        |
| <i>Résultats de simulation</i>  | 49        |
| <br>  |           |
| <b>CHAPITRE V</b>   |           |
| <br>  |           |
| <b>MODÉLISATION D'UN LASER À FIBRE DOPÉE AU THULIUM ÉMETTANT À 455 NANOMÈTRES</b> | <b>51</b> |
| <br>  |           |
| <b>5.1 Modélisation du laser</b>  | <b>52</b> |
| <i>Spectroscopie du thulium</i>   | 52        |
| <i>Équations d'évolution</i>  | 53        |
| <i>Paramètres spectroscopiques</i>  | 55        |
| <b>5.2 Comparaison avec l'expérience</b>  | <b>57</b> |
| <b>5.3 Optimisation du laser à fibre</b>  | <b>60</b> |
| <b>5.4 Discussion</b>   | <b>62</b> |
| <br>  |           |
| <b>CHAPITRE VI</b>  |           |
| <br>  |           |
| <b>FIBRES DE VERRE FLUORÉ MONOMODES</b>   | <b>63</b> |
| <br>  |           |
| <b>6.1 Fibres optiques de verre fluoré</b>  | <b>64</b> |
| <i>Composition et fabrication</i>   | 64        |
| <i>Propriétés géométriques et mécaniques</i>                                      | 64        |
| <b>6.2 Manipulation des fibres de verre fluoré</b>                                | <b>65</b> |
| <i>Dégainage</i>  | 65        |
| <i>Capillaires et polissage</i>   | 66        |
| <i>Clivage</i>  | 67        |
| <i>Comparaison des méthodes</i>   | 68        |
| <b>6.3 Épissure mécanique des fibres de verre fluoré monomodes</b>                | <b>69</b> |
| <i>Pertes de couplage aux épissures</i>   | 69        |
| <i>Différentes techniques d'épissure</i>  | 70        |
| <i>Épissure mécanique dans une rainure en U</i>                                   | 71        |
| <i>Résultats, reproductibilité et précautions</i>                                 | 74        |

|   |            |
|---|------------|
| <b>CHAPITRE VII</b>   |            |
| <b>GAIN À 1,66 <math>\mu\text{m}</math> DANS UNE FIBRE DE VERRE FLUORÉ DOPÉE À L'ERBIUM</b> | <b>75</b>  |
| <b>7.1 Spectroscopie de l'erbium dans le verre fluoré</b>                                   | <b>76</b>  |
| <i>Diagramme des niveaux et conservation de l'inversion de population</i>                   | 76         |
| <i>Mécanismes de pompage</i>  | 77         |
| <i>Solutions novatrices proposées</i>   | 78         |
| <i>Données spectroscopiques disponibles</i>   | 80         |
| <b>7.2 Mesures d'absorption</b>   | <b>81</b>  |
| <i>Montage expérimental et méthodologie</i>   | 81         |
| <i>Résultats et analyse</i>   | 83         |
| <b>7.3 Mesures de fluorescence</b>  | <b>86</b>  |
| <i>Montage expérimental</i>   | 86         |
| <i>Spectres de fluorescence</i>   | 86         |
| <i>Efficacité quantique de pompage</i>  | 88         |
| <b>7.4 Mesures de gain</b>  | <b>89</b>  |
| <i>Gain en régime continu</i>   | 89         |
| <i>Effet laser en régime transitoire</i>  | 91         |
| <b>7.5 Discussion</b>   | <b>92</b>  |
| <b>CONCLUSION</b>   | <b>94</b>  |
| <b>RÉFÉRENCES</b>   | <b>97</b>  |
| <b>ANNEXE A</b>   |            |
| <b>PETIT LEXIQUE DES TERMES FRANCOPHONES ET DES ACRONYMES</b>                               | <b>103</b> |
| <b>A.1 Termes francophones</b>  | <b>103</b> |
| <b>A.2 Acronymes</b>  | <b>105</b> |
| <b>ANNEXE B</b>   |            |
| <b>SIMULATEUR D'AMPLIFICATEUR ET DE LASER À FIBRE</b>                                       | <b>106</b> |
| <b>B.1 Interface graphique</b>  | <b>106</b> |
| <b>B.2 Algorithme et structure</b>  | <b>109</b> |

## LISTE DES FIGURES

|  |    |
|--|----|
| <b>Figure 1.1</b> : Courbe de réponse d'une photodiode avalanche InGaAs/InP en fonction de la longueur d'onde  | 7  |
| <b>Figure 1.2</b> : Spectre de gain Raman dans la silice   | 9  |
| <b>Figure 1.3</b> : Système OTDR utilisant des impulsions Stokes générées par un laser à fibre dopée à l'erbium  | 10 |
| <b>Figure 1.4</b> : Schéma de principe de l'amplification Raman retardée   | 11 |
| <b>Figure 1.5</b> : Diagramme de niveaux de l'erbium dans le verre fluoré  | 12 |
| <b>Figure 1.6</b> : Diagramme de niveaux simplifié d'un laser à fibre dopée au praséodyme émettant à 492 nm  | 14 |
| <b>Figure 1.7</b> : Diagramme de niveaux simplifié d'un laser à fibre dopée au thulium émettant à 480 nm   | 14 |
| <b>Figure 1.8</b> : Diagramme de niveaux simplifié d'un laser à fibre dopée au thulium émettant à 455 nm   | 15 |
| <b>Figure 2.1</b> : Pompage optique et émission stimulée   | 19 |
| <b>Figure 2.2</b> : Pompage optique à transitions multiples  | 20 |
| <b>Figure 2.3</b> : Schéma de principe d'un amplificateur à fibre  | 20 |
| <b>Figure 2.4</b> : Schéma de principe d'un laser à fibre  | 21 |
| <b>Figure 2.5</b> : Forme typique d'une courbe de puissance de sortie d'un laser en fonction de la puissance pompe   | 21 |
| <b>Figure 2.6</b> : Les effets des différents termes de l'hamiltonien d'un ion de terre rare dans une matrice de verre   | 22 |
| <b>Figure 2.7</b> : Principaux mécanismes de transfert non-radiatif d'énergie entre ions de terres rares voisins   | 25 |
| <b>Figure 4.1</b> : Diagramme des niveaux de l'erbium et transitions pour l'amplification à 1,55 $\mu\text{m}$   | 43 |
| <b>Figure 4.2</b> : Comparaison entre les résultats <b>(a)</b> de notre simulateur et <b>(b)</b> de ceux du modèle de Bjarklev pour un amplificateur à fibre dopée à l'erbium pompé à 800 nm | 45 |

|   |    |
|---|----|
|   | 46 |
| <b>Figure 4.3 : Effet de l'ESA sur les performances d'un EDFA pompé à 800 nm</b>  |    |
| <b>Figure 4.4 : Gain d'un EDFA calculé par le simulateur en fonction du nombre de régions annulaires</b>  | 47 |
| <b>Figure 4.5 : Diagramme des niveaux d'énergie de l'ytterbium</b>  | 48 |
| <b>Figure 4.6 : (a) Puissance de sortie d'un laser à fibre à double gaine dopée à l'ytterbium, d'après la référence [49]. (b) Résultats équivalents à ceux de (a), obtenus avec le simulateur</b> | 49 |
| <b>Figure 5.1 : Diagramme détaillé des niveaux du thulium</b>   | 52 |
| <b>Figure 5.2 : Mécanismes de relaxation croisée dans le Tm<sup>3+</sup></b>  | 55 |
| <b>Figure 5.3 : Comparaison des résultats de simulation avec les résultats expérimentaux de LeFlohic <i>et al.</i></b>  | 58 |
| <b>Figure 5.4 : Effet des termes de relaxation croisée sur la puissance de sortie d'un laser Tm-ZBLAN émettant à 455 nm</b>   | 59 |
| <b>Figure 5.5 : Effet de la longueur de fibre dopée sur la puissance de sortie à 455 nm</b>   | 60 |
| <b>Figure 5.6 : Effet de la réflectivité du miroir de sortie sur la puissance de sortie du laser</b>  | 61 |
| <b>Figure 5.7 : Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance pompe à 645 nm, pour différentes valeurs de la puissance pompe à 1064 nm.</b>  | 61 |
| <b>Figure 6.1 : Procédure de capillarisation d'une fibre de verre fluoré monomode</b>   | 67 |
| <b>Figure 6.2 : Montage de comparaison de la qualité des extrémités clivées et polies d'une fibre de verre fluoré</b>   | 68 |
| <b>Figure 6.3 : Épissure entre deux fibres différentes et parfaitement alignées</b>   | 70 |
| <b>Figure 6.4 : Montage d'évaluation des pertes engendrées par une fibre de verre fluoré connectisée</b>  | 71 |
| <b>Figure 6.5 : (a) Schéma de principe d'une épissure mécanique dans une rainure en U. (b) Schéma de principe d'une épissure mécanique dans une rainure en V</b>                                  | 72 |
| <b>Figure 6.6 : Montage d'épissure mécanique dans une rainure en U</b>  | 72 |
| <b>Figure 6.7 : (a) Colle optique aux extrémités des fibres. (b) Fibres jointes par la bulle de colle</b>   | 73 |
| <b>Figure 7.1 : Transitions à 1,66 <math>\mu\text{m}</math> et à 1,72 <math>\mu\text{m}</math> et temps de vie des principaux niveaux de l'erbium dans le ZBLAN</b>                               | 76 |
| <b>Figure 7.2 : Mécanismes de pompage des transitions à 1,66 <math>\mu\text{m}</math> et 1,72 <math>\mu\text{m}</math> dans l'Er-ZBLAN</b>  | 77 |

|   |     |
|---|-----|
| <b>Figure 7.3</b> : Sections efficaces des transitions $^{4115/2} \rightarrow ^{4111/2}$ (GSA) et $^{4111/2} \rightarrow ^{4F7/2}$ (ESA)  | 78  |
| <b>Figure 7.4</b> : Laser à fibre en cascade  | 79  |
| <b>Figure 7.5</b> : Montage expérimental pour la mesure de la puissance pompe absorbée par une fibre dopée  | 82  |
| <b>Figure 7.6</b> : Absorption à faible signal autour de 800 nm par une fibre dopée à l'erbium  | 83  |
| <b>Figure 7.7</b> : (a) Absorption à 798 nm dans l'Er-ZBLAN (voir figure 7.2b). (b) Résultats expérimentaux et simulation de l'absorption de la pompe à 798 nm par une fibre Er-ZBLAN 1000 ppm    | 84  |
| <b>Figure 7.8</b> : (a) Absorption à 980 nm dans l'Er-ZBLAN (voir figure 7.2c). (b) Résultats expérimentaux et simulation de l'absorption de la pompe à 980 nm par une fibre Er-ZBLAN 1000 ppm    | 84  |
| <b>Figure 7.9</b> : (a) Absorption à 1480 nm dans l'Er-ZBLAN (voir figure 7.2d). (b) Résultats expérimentaux et simulation de l'absorption de la pompe à 1480 nm par une fibre Er-ZBLAN 1000 ppm. | 85  |
| <b>Figure 7.10</b> : Montage de mesure de la fluorescence amplifiée d'une fibre dopée   | 86  |
| <b>Figure 7.11</b> : Spectre de fluorescence d'une fibre Er-ZBLAN dopée à 1000 ppm et pompée à 980 nm   | 87  |
| <b>Figure 7.12</b> : Analyse des éléments spectraux apparents d'un spectre de fluorescence à l'aide d'un filtre de silicium   | 88  |
| <b>Figure 7.13</b> : Fluorescence amplifiée autour de 1,7 $\mu\text{m}$ d'une fibre Er-ZBLAN pompée à 798 nm et à 980 nm  | 89  |
| <b>Figure 7.14</b> : Montage de mesure du gain à 1,66 $\mu\text{m}$ d'une fibre Er-ZBLAN co-pompée à 980 nm et 798 nm   | 90  |
| <b>Figure 7.15</b> : Montage d'observation d'un effet laser en régime transitoire à 1,66 $\mu\text{m}$ dans une fibre Er-ZBLAN  | 92  |
| <b>Figure 7.16</b> : Trace d'oscilloscope témoignant de l'émission laser en régime transitoire à 1,72 $\mu\text{m}$   | 92  |
| <b>Figure B.1</b> : Fenêtre principale de l'interface graphique du simulateur   | 108 |
| <b>Figure B.2</b> : Fenêtre d'options de l'interface graphique du simulateur  | 108 |
| <b>Figure B.3</b> : Algorithme général du simulateur (suite à la figure B.4)  | 109 |
| <b>Figure B.4</b> : Algorithme général du simulateur (suite de la figure B.3)   | 110 |

## LISTE DES TABLEAUX

|  |    |
|--|----|
| <b>Tableau 1.1</b> : Résumé des caractéristiques des lasers à fibre de verre fluoré émettant à 1,66 $\mu\text{m}$ et 1,72 $\mu\text{m}$ mentionnés dans la littérature | 12 |
| <b>Tableau 3.1</b> : Conditions aux limites appliquées pour un amplificateur et un laser à fibre   | 40 |
| <b>Tableau 4.1</b> : Données d'entrée pour la modélisation d'un EDFA   | 44 |
| <b>Tableau 4.2</b> : Données d'entrée pour la modélisation d'un laser à fibre dopée à l'ytterbium  | 50 |
| <b>Tableau 5.1</b> : Temps de vie radiatifs des niveaux d'énergie du $\text{Tm}^{3+}$  | 56 |
| <b>Tableau 5.2</b> : Sections efficaces des transitions radiatives à 455 nm, 645 nm, et 1064 nm dans le $\text{Tm}^{3+}$ -ZBLAN  | 56 |
| <b>Tableau 5.3</b> : Taux de transfert non-radiatif d'énergie  | 57 |
| <b>Tableau 5.4</b> : Principaux paramètres du laser à fibre $\text{Tm}^{3+}$ -ZBLAN expérimental   | 57 |
| <b>Tableau 7.1</b> : Probabilités de transition de l'erbium par émission spontanée dans le verre ZBLA  | 81 |
| <b>Tableau 7.2</b> : Comparaison entre les sections efficaces de GSA obtenues expérimentalement et des valeurs de référence.   | 86 |

## INTRODUCTION

Comme plusieurs découvertes scientifiques importantes, les verres fluorés à base de fluorure de zirconium ( $ZrF_4$ ) ont été découverts par accident. Cet heureux hasard a été provoqué par Michel Poulain à l'Université de Rennes en 1974 [1]. Dès lors, les propriétés intrinsèques de ces verres laissaient entrevoir une révolution de la technologie des verres et de ses applications en télécommunications optiques. Les pertes intrinsèques des verres fluorés sont en effet beaucoup plus faibles que celles de la silice. Il serait possible, théoriquement, de fabriquer des fibres de verre fluoré ayant des pertes de  $10^{-2}$  dB/km à  $2,5 \mu\text{m}$  [2, 3]. Les applications des fibres de verre fluoré dopées aux terres rares sont également nombreuses. Grâce à la solubilité accrue des terres rares dans les verres fluorés, des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium d'une grande efficacité peuvent être fabriqués. De plus, les propriétés du verre aplanissent la courbe de gain de l'erbium, amenuisant ainsi la dégradation du rapport signal sur bruit de certains canaux WDM lorsque de tels amplificateurs sont cascades [4]. Les fibres fluorées dopées trouvent également des applications dans l'amplification de signaux de la seconde fenêtre des communications optiques, autour de  $1,3 \mu\text{m}$ . En particulier, des ions de néodyme et de praséodyme sont incorporés à la matrice de verre fluoré pour former des amplificateurs dans cette bande. Malheureusement, bien que les amplificateurs à fibre dopée au néodyme soient efficaces, leur gain est centré autour de  $1340 \text{ nm}$ , plutôt que  $1300 \text{ nm}$ . Pour leur part, les amplificateurs à fibre dopée au praséodyme ont leur bande de gain mieux centrée sur la fenêtre de communication, mais souffrent d'une pauvre efficacité [5].

Malgré ces applications, vingt-cinq années se sont écoulées depuis la découverte de M. Poulain et les applications commerciales importantes des fibres de verre fluoré se font

toujours attendre. La fabrication de fibres de verre fluoré de qualité est un art maîtrisé par très peu de personnes. La maturité des procédés de fabrication accusent un retard énorme par rapport aux fibres de silice, de sorte que les pertes de propagation sont encore loin des limites théoriques et que le coût de ces fibres est fortement prohibitif.

Malgré tout, certaines applications des fibres de verre fluoré sont très prometteuses. Par exemple, les fibres de verre fluoré dopées monomodes permettent la mise au point d'amplificateurs dans la bande  $1,47 \mu\text{m}$  et de lasers à fibre émettant dans le visible. Ces dispositifs, ainsi que quelques autres, ont des applications potentielles à court terme notamment en communications optiques, en affichage et en impression laser. La maîtrise de la technologie des fibres de verre fluoré s'avère donc un atout indéniable pour l'INO et le COPL.

L'objectif général de ce projet de maîtrise est le développement d'une expertise dans les applications des fibres de verre fluoré dopées monomodes. En particulier, cette expertise est acquise à travers la mise au point d'un laser à fibre de verre fluoré dopée à l'erbium émettant à  $1,66 \mu\text{m}$ . Cette application, comme plusieurs autres applications des fibres de verre fluoré dopées, requiert un pompage à plusieurs transitions radiatives. Des travaux de modélisation doivent être entrepris pour bien comprendre ce mécanisme. De plus, l'assemblage d'un laser à fibre de verre fluoré doit être précédé du développement de procédures pour la manipulation et l'utilisation de ces fibres. En particulier, une technique d'épissure mécanique entre une fibre de verre fluoré et une fibre de silice doit être développée.

Le premier chapitre de ce mémoire situe plus précisément le projet dans le contexte technologique actuel. La théorie des amplificateurs et des lasers à fibre est revue au chapitre II. On précise également les particularités du verre fluoré par rapport à la silice au niveau de la spectroscopie des terres rares incorporées dans la matrice de verre. Les travaux sur la modélisation générale des amplificateurs et lasers à fibre, incluant ceux pompés par transitions multiples, sont exposés au chapitre III. Le modèle théorique développé est validé au chapitre IV, lors de l'application à deux cas particuliers : un amplificateur à fibre dopée à l'erbium et un laser à fibre à double gaine dopée à

l'ytterbium. Au chapitre V, une analyse semblable est utilisée pour modéliser pour la première fois un laser à fibre de verre fluoré dopée au thulium émettant à 455 nm. Les chapitres VI et VII sont dédiés aux travaux expérimentaux effectués au cours du projet. Dans un premier temps, les procédures de manipulation des fibres de verre fluoré monomodes sont décrites au chapitre VI. La mise au point d'un laser à fibre émettant à 1,66  $\mu\text{m}$  est finalement abordée au chapitre VII.

# **CHAPITRE I**

## **CONTEXTE DU PROJET, ÉTAT DE LA TECHNOLOGIE ET OBJECTIFS**

Ce premier chapitre est une revue partielle de la littérature portant sur les lasers à fibre de verre fluoré et sur les technologies auprès desquelles ils sont susceptibles de trouver des applications. Le contexte technologique dans lequel s'insère ce projet de maîtrise est circonscrit à la première section. On y discute de la réflectométrie optique appliquée aux systèmes de communication optique utilisant le multiplexage en longueur d'onde, ainsi que des sources laser compactes émettant dans la partie visible du spectre. Ces deux créneaux technologiques sont détaillés aux sections 1.2 et 1.3. Les lasers semiconducteurs et les lasers à fibre à diffusion Raman stimulée sont comparés aux lasers à fibre de verre fluoré pour les applications de réflectométrie optique. Pour ce qui est des sources compactes émettant dans le visible, l'accent est mis sur les sources lasers bleues, celles-ci ayant bénéficié d'un intérêt particulier au cours de la dernière décennie. Le fonctionnement et les performances des trois types de lasers à fibre bleus sont décrits. Finalement, la section 1.4 énonce les objectifs et la méthodologie du projet.

## 1.1 Contexte technologique du projet

### *Systèmes de communication optique et réflectométrie optique*

Les systèmes de communication par fibres optiques opèrent principalement à 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$ . Des amplificateurs tout optique à ces longueurs d'onde sont fabriqués en incorporant des ions d'erbium dans des fibres de silice (EDFA) ou des ions de praséodyme dans des fibres de verre fluoré (PDFA). De tels liens tout fibre sont transparents au taux de transmission utilisé et permettent le multiplexage en longueur d'onde.

L'inspection des systèmes de communication optique se fait généralement par réflectométrie optique, ou OTDR, pour *optical time-domain reflectometry*. Cette technique consiste à injecter une impulsion intense dans un lien optique et à analyser la puissance rétrodiffusée au point d'émission en fonction du temps. Si la fibre est exempte de discontinuités, la décroissance de la puissance reçue devrait être purement exponentielle. Si par contre une fissure ou une contrainte génère des pertes supplémentaires dans la fibre, un saut sera observé sur la courbe de la puissance mesurée en fonction du temps. Il est par la suite possible de calculer la distance entre le système OTDR et la source de cette discontinuité. Une éventuelle atteinte au lien optique peut ainsi être rapidement identifiée et localisée.

Plusieurs configurations de systèmes OTDR ont été proposées. La configuration la plus élémentaire consiste à introduire une fibre supplémentaire dans chaque câble de fibres optiques. Cette fibre, appelée fibre noire, est dédiée à la transmission d'un signal OTDR. Cette configuration a l'avantage de permettre l'utilisation de la même longueur d'onde pour l'OTDR et pour les canaux de communication, mais ne permet que la détection des contraintes affectant le câble entier. Une contrainte de plus faible importance affectant une des fibres de communication, mais épargnant la fibre noire ne serait pas détectée.

Pour garantir la fiabilité des réseaux optiques, chacune des fibres de communication doit être inspectée. Pour que cette inspection puisse se faire de façon continue et sans détériorer la qualité du service de communication, la longueur d'onde du système OTDR doit être à l'extérieur des bandes utilisées pour les communications (1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$ ).

L'utilisation d'un canal d'un système de communication multi-longueurs d'onde pour la surveillance optique perturberait le réseau, car l'impulsion intense du système OTDR saturerait périodiquement le gain des amplificateurs optiques (EDFA, PDFA) utilisés dans les liens à longue distance. Le gain des canaux de communication serait réduit lors du passage de l'impulsion dans l'amplificateur, ce qui réduirait le rapport signal sur bruit du système de communication.

Deux plages de longueurs d'onde à l'extérieur des bandes de gain des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium et au praséodyme ont été proposées: 1,47  $\mu\text{m}$  et 1,625/1,65  $\mu\text{m}$ . Des lasers à fibre de verre fluoré dopée au thulium à 1,47  $\mu\text{m}$  ont été développés récemment [6, 7]. La bande 1,47  $\mu\text{m}$  pourrait également être utilisée pour compléter la bande 1,55  $\mu\text{m}$ . Un système multi-longueurs d'onde à 1,47  $\mu\text{m}$  a d'ailleurs été démontré [8].

Les systèmes OTDR fonctionnant aux longueurs d'onde autour de 1,6  $\mu\text{m}$  ont l'avantage d'être plus sensibles aux courbures et aux contraintes que ceux fonctionnant à des longueurs d'onde plus courtes [9]. Les performances d'un système OTDR utilisant une diode laser à 1,65  $\mu\text{m}$  ont été démontrées il y a plusieurs années [10]. Ces systèmes ont toutefois le désavantage de détériorer les signaux de communication à 1,55  $\mu\text{m}$ . En effet, si la puissance du signal OTDR est suffisamment importante, les canaux de communication pompent l'impulsion OTDR par diffusion Raman stimulée (SRS) [11, 12].

Il serait souhaitable de mettre au point un système OTDR à une longueur d'onde suffisamment éloignée des canaux à 1,55  $\mu\text{m}$  pour éliminer ou diminuer l'effet de la diffusion Raman stimulée. Pour obtenir un système de réflectométrie optique performant, des détecteurs d'une grande sensibilité sont nécessaires, étant donnée la faible puissance rétrodiffusée. À cette fin, les photodiodes à avalanche faites de InGaAs et de matériaux similaires sont couramment utilisées. La figure 1.1 montre la courbe de réponse d'une photodiode à avalanche InGaAs/InP en fonction de la longueur d'onde.

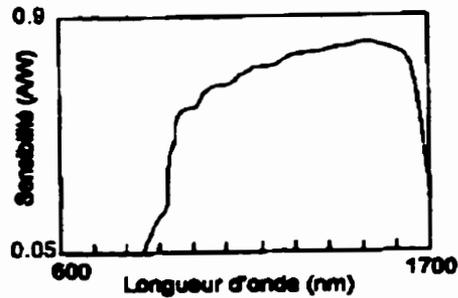


Figure 1.1 : Courbe de réponse d'une photodiode avalanche InGaAs/InP en fonction de la longueur d'onde (tiré de [13]).

On remarque une chute abrupte de la courbe de réponse du détecteur autour de  $1,7 \mu\text{m}$ . De plus, les fibres de silice présentent une forte atténuation aux longueurs d'onde supérieures à  $1,7 \mu\text{m}$ . L'ensemble de ces facteurs font qu'une source laser intense, fiable et compacte émettant entre  $1,6$  et  $1,7 \mu\text{m}$  semble idéale pour la réflectométrie optique. Ces considérations mènent à l'objectif principal de ce projet de maîtrise, soit la mise au point d'un laser à fibre émettant à  $1,66 \mu\text{m}$ .

### *Sources lasers compactes émettant dans le visible*

Les sources lasers émettant dans le visible ont de multiples applications scientifiques, notamment en spectroscopie. De plus, de nombreuses applications industrielles et commerciales ont récemment vu le jour, soit le stockage de données, l'affichage et l'impression laser. La plupart des lasers visibles conventionnels sont des lasers à gaz, comme l'hélium-néon, ou des lasers à ions, comme l'argon. Des efforts de recherche considérables sont déployés depuis le début des années 90 pour mettre au point des sources lasers compactes, dotées d'un milieu de gain solide, émettant dans le visible. La plupart des approches employées au cours de ces recherches tirent profit du doublage ou du mélange de fréquences infrarouges. Ces approches ont l'avantage de profiter des nombreuses sources lasers disponibles dans cette partie du spectre, en particulier des diodes lasers. Toutefois, les méthodes de conversion de fréquence nécessitent généralement un alignement et une stabilisation minutieuse d'une cavité optique renfermant un cristal non-linéaire ou un guide d'onde non-linéaire à accord de phase approché.

Deux nouvelles approches offrent la possibilité de mettre au point des sources plus compactes et pouvant être fabriquées à faible coût : les diodes lasers et les lasers à fibre pompés par transitions multiples. Des diodes lasers émettant dans le rouge, et plus récemment dans le bleu [14] sont maintenant disponibles sur le marché. Les lasers à fibre de couleur ne semblent pas encore disposer d'une technologie assez mature pour être produits en série. Pour une puissance comparable, ils offrent toutefois une qualité de faisceau supérieure aux diodes laser.

Des lasers à fibre pompés par transitions multiples émettant dans le rouge, le vert et le bleu ont été mis au point. Ces lasers utilisent tous des fibres de verre fluoré à base de  $ZrF_4$  dopées aux terres rares. Ils sont pompés par des diodes lasers émettant dans l'infrarouge ou encore par d'autres lasers à fibre. Les lasers à fibre bleus ont fait l'objet d'un intérêt particulier. Cet intérêt est sans doute relié à la difficulté de produire des diodes lasers de qualité émettant dans cette région du spectre.

## **1.2 Lasers émettant dans la bande 1,6 - 1,7 $\mu\text{m}$**

### ***Lasers semiconducteurs***

Les lasers semiconducteurs offrent une solution efficace et peu coûteuse au problème de la réflectométrie optique. Le design d'un système OTDR utilisant une diode laser à puits quantiques multiples de InGaAs/InGaAsP sous contrainte a été détaillé par une équipe de NTT [10]. Leur source émet des impulsions de 1  $\mu\text{s}$  à une longueur d'onde de 1,66  $\mu\text{m}$ . Une puissance crête de 17,4 dBm peut être injectée dans une fibre optique monomode. Des systèmes de réflectométrie optique commerciaux utilisant de telles diodes laser sont disponibles, et sont utilisés entre autres pour la surveillance de réseaux de transmission CATV [15].

### ***Lasers à diffusion Raman stimulée***

Plusieurs dispositifs à fibre conçus pour la réflectométrie optique exploitent la diffusion Raman stimulée (ou SRS, pour *Stimulated Raman Scattering*). La diffusion Raman est un processus non-linéaire paramétrique transférant de l'énergie d'un faisceau pompe à un

faisceau sonde, tous deux guidés dans une fibre optique. Pour des faisceaux continus ou des impulsions plus longues qu'une centaine de picosecondes, cette interaction s'exprime par :

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R \cdot I_p \cdot I_s, \quad (1)$$

où  $I_p$  et  $I_s$  sont les intensités des faisceaux pompe et sonde, respectivement. Le coefficient de gain Raman  $g_R$  est relié à la section efficace de diffusion Raman spontanée, un paramètre qui peut être mesuré expérimentalement [16]. Le gain Raman est une fonction de l'écart de fréquence entre la pompe et la sonde. Pour la plupart des matériaux cristallins, cette fonction n'a une valeur significative que pour un écart de fréquence bien défini. La silice étant un matériau amorphe, elle possède un spectre de gain Raman ayant une large bande, tel que l'illustre la figure 1.2.

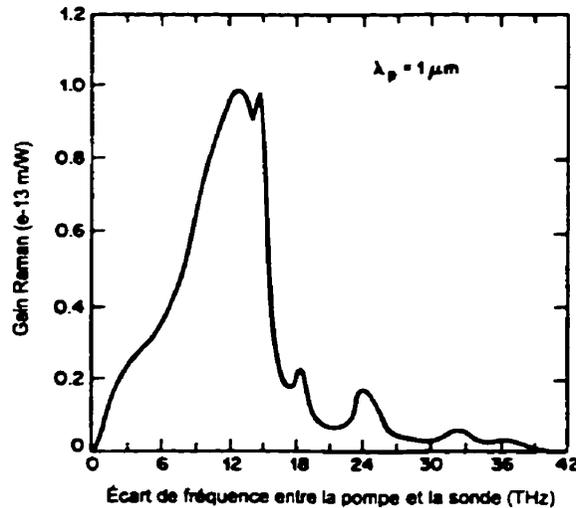
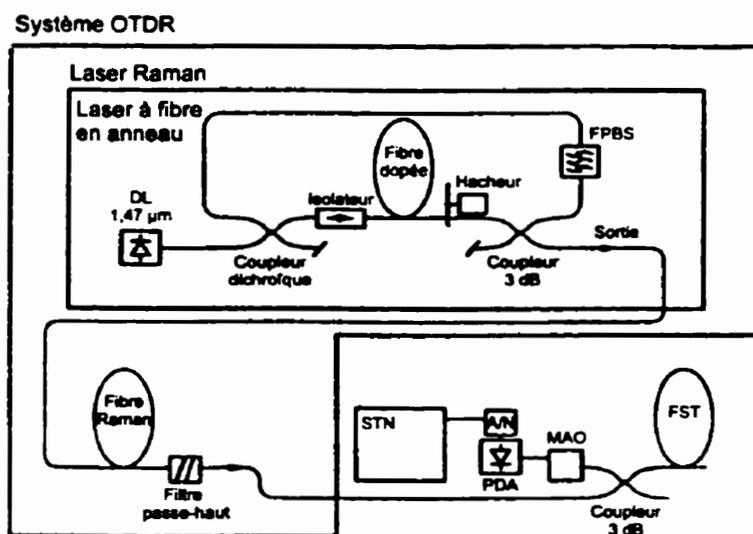


Figure 1.2 : Spectre de gain Raman dans la silice (d'après la référence [17]).

Lorsqu'un seul faisceau est injecté dans une fibre optique, il n'y a initialement pas de diffusion Raman stimulée. Il y a par contre création d'une onde, appelée onde Stokes, due à la diffusion Raman spontanée. Le décalage du spectre de cette onde par rapport à celui de l'onde pompe est régi par le spectre de gain Raman de la figure 1.2. Si l'onde pompe est suffisamment intense, il y a affinement du spectre et croissance rapide de l'onde Stokes au détriment de l'onde pompe. L'intensité requise pour l'observation d'un

tel phénomène est appelé seuil Raman. Pour une fibre de silice monomode typique, le seuil Raman pour une onde pompe à 1,55  $\mu\text{m}$  est environ 600 mW [16].

Deux approches utilisant la diffusion Raman stimulée sont utilisées pour des applications de réflectométrie optique dans la bande 1,6 - 1,7  $\mu\text{m}$ . La première approche est illustrée à la figure 1.3. Des impulsions pompe sont générées par un laser à fibre dopée à l'erbium pulsé. Ce laser est muni d'une cavité en anneau pourvue d'un filtre passe-bande permettant de syntoniser la longueur d'onde du signal entre 1520 et 1580 nm. Les impulsions générées, d'environ 100 ns de largeur à mi-hauteur, sont injectées dans une fibre de silice ayant un faible diamètre de mode. Le seuil Raman étant largement atteint, des impulsions Stokes sont générées. En syntonisant la pompe, on peut syntoniser la longueur d'onde des impulsions Stokes de 1650 nm à 1680 nm. Ces impulsions Stokes peuvent ensuite être injectées dans la fibre sous test pour fins de réflectométrie optique.



**Figure 1.3 :** Système OTDR utilisant des impulsions Stokes générées par un laser à fibre dopée à l'erbium (d'après la référence [18]). DL : diode laser ; FPBS : filtre passe-bande syntonisable ; STN : système de traitement numérique ; A/N : convertisseur analogique / numérique ; PDA : photodiode avalanche ; MAO : modulateur acousto-optique ; FST : fibre sous test.

Pour ce dispositif particulier, alors que la diffusion Raman stimulée sert à générer les impulsions Stokes dans la fibre Raman, elle n'est pas désirable dans la fibre sous test. Les impulsions Stokes doivent donc être atténuées de façon à ce que le seuil Raman ne soit pas atteint dans la fibre sous test [18].

Une équipe de l'Université Southampton a utilisé une seconde façon d'exploiter la diffusion Raman stimulée pour fins de réflectométrie optique [19]. Le schéma de principe de leur approche est illustré à la figure 1.4.

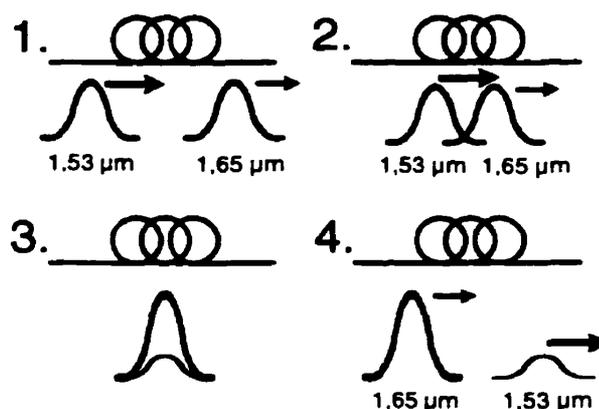


Figure 1.4 : Schéma de principe de l'amplification Raman retardée.

En plus d'utiliser la diffusion Raman stimulée pour générer des impulsions Stokes autour de 1,65  $\mu\text{m}$ , cette équipe a utilisé l'amplification Raman pour amplifier ces impulsions *dans* la fibre sous test. Pour ce faire, deux impulsions sont injectées dans la fibre sous test : l'impulsion à 1,65  $\mu\text{m}$  utilisée pour la réflectométrie optique et une impulsion pompe à 1,53  $\mu\text{m}$ . L'impulsion pompe est injectée après l'impulsion à 1,65  $\mu\text{m}$ . Lors de l'injection, il n'y a pas de recouvrement entre les impulsions. Il n'y a donc pas d'amplification Raman. De plus, l'intensité des deux impulsions est inférieure à leurs seuils Raman respectifs, de sorte qu'aucune onde Stokes n'est générée. Toutefois, les impulsions se propageant toutes deux en régime de dispersion anormale, l'impulsion pompe rattrape l'impulsion à 1,65  $\mu\text{m}$ . Il peut donc y avoir recouvrement des impulsions loin du point d'injection, produisant une amplification Raman retardée de l'impulsion à 1,65  $\mu\text{m}$ . En utilisant cette astuce, l'équipe de Southampton a obtenu une plage dynamique surpassant de 17,5 dB celle d'un système OTDR utilisant l'impulsion à 1,65  $\mu\text{m}$  seule [19].

### ***Lasers à fibre de verre fluoré***

La technologie des lasers à fibre de verre fluoré présente une alternative aux lasers semiconducteurs et aux sources Raman. Le recours au verre fluoré est nécessaire,

puisque aucune transition laser n'a été observée dans les verres de silice dopée entre 1,65 et 1,7  $\mu\text{m}$ . Au lieu de décaler la longueur d'onde d'une transition présente dans les fibres de silice à l'aide de la diffusion Raman stimulée, ce qui requiert de très fortes intensités, les fibres de verre fluoré dopées à l'erbium nous offrent une transition centrée à 1,66  $\mu\text{m}$ .

À notre connaissance, le seul laser à fibre de verre fluoré émettant à 1,66  $\mu\text{m}$  réalisé expérimentalement utilise une pompe à 514 nm. Ce dispositif émet un rayonnement laser en régime pulsé simultanément à 1,66  $\mu\text{m}$  et à 1,72  $\mu\text{m}$ . Comme le montre la figure 1.5a, la transition à 1,72  $\mu\text{m}$  a le même niveau inférieur que la transition à 1,66  $\mu\text{m}$ , mais est issue du niveau  $^4\text{S}_{3/2}$  au lieu de  $^2\text{H}_{11/2}$ . Les caractéristiques de ce laser sont résumées au tableau 1.1 [20].

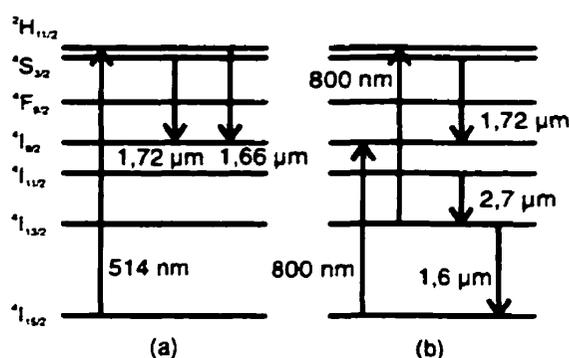


Figure 1.5 : Diagramme de niveaux de l'erbium dans le verre fluoré. Les transitions illustrées sont (a) celles d'un laser à fibre lasant simultanément à 1,66 et 1,72  $\mu\text{m}$  [20] et (b) celles d'un laser à fibre en cascade émettant à 1,72, 2,7 et 1,6  $\mu\text{m}$  [21].

Tableau 1.1 : Résumé des caractéristiques des lasers à fibre de verre fluoré émettant à 1,66  $\mu\text{m}$  et 1,72  $\mu\text{m}$  mentionnés dans la littérature.

|                        | Laser pulsé émettant à 1,66 $\mu\text{m}$ et 1,72 $\mu\text{m}$<br>(référence [20]) | Laser pulsé émettant à 1,72 $\mu\text{m}$ , 2,7 $\mu\text{m}$ et 1,6 $\mu\text{m}$<br>(référence [21]) |
|------------------------|---|--|
| Pompage                | Ar <sup>+</sup> 514 nm  | Ti :saphir 792 nm  |
| Fibre                  | ZBLANP multimode  | ZBLAN monomode   |
| Concentration d'erbium | 977 ppm   | 1000 ppm   |
| Longueur de fibre      | 40 cm   | 4,8 m  |
| Cavité laser           | Miroirs dichroïques   | Miroirs dichroïques  |
| Puissance seuil        | 150 mW injecté, 90 mW absorbé   | 120 mW injecté (transition à 1,72 $\mu\text{m}$ )  |

Une équipe suisse a montré qu'il était possible de faire laser la transition  ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  à 1,72  $\mu\text{m}$  en régime pulsé lorsque le laser est pompé à 800 nm. Le système laser construit est dit "en cascade", comme l'illustre la figure 1.5b. Il y a émission laser sur trois transitions simultanément: 1,72  $\mu\text{m}$  ( ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ ), 2,7  $\mu\text{m}$  ( ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ ) et 1,6  $\mu\text{m}$  ( ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ). Les paramètres du laser ont été choisis pour optimiser l'émission à 2,7  $\mu\text{m}$  [21]. Ces caractéristiques sont résumées au tableau 1.1.

### 1.3 Lasers à fibre bleus

Les lasers à fibre bleus sont réalisés en dopant une fibre de verre fluoré au praséodyme ou au thulium. Ces deux dopants permettent de produire des dispositifs émettant à 492 nm, 480 nm, et 455 nm. L'ion praséodyme a l'avantage de pouvoir laser dans le rouge, le vert et le bleu [22]. Les lasers à fibre dopée au praséodyme sont toutefois moins efficaces que les lasers à fibre dopée au thulium émettant à 480 nm. Pour leur part, les lasers à fibre dopés au thulium émettant à 455 nm n'ont pas fait l'objet d'un intérêt aussi marqué que ceux émettant à 480 nm. Ils sont en effet beaucoup moins efficaces, mais ont l'avantage d'émettre une longueur d'onde convenant mieux aux applications d'affichage.

#### *Lasers à fibre dopée au praséodyme émettant à 492 nm*

Le diagramme de niveaux correspondant à l'émission à 492 nm dans le praséodyme est présenté à la figure 1.6. La fibre est pompée à deux longueurs d'onde, soit 835 nm et 1017 nm. Ces pompes peuvent être des diodes lasers [23] ou encore un laser à fibre de silice dopée à l'ytterbium. Le laser à fibre dopée à l'ytterbium est dans ce cas pompé à 840 nm et émet à 1020 nm. L'émission du laser à fibre ainsi que sa pompe résiduelle sont injectées dans la fibre de verre fluoré [24, 25]. Ces lasers à fibre ont une efficacité de conversion modeste de 7,5 %. Une puissance de sortie de 22 mW a été obtenue à l'aide d'un pompage plutôt brutal impliquant deux lasers titane :saphir.

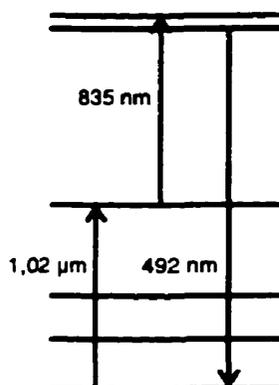


Figure 1.6 : Diagramme de niveaux simplifié d'un laser à fibre dopée au praséodyme émettant à 492 nm.

### ***Lasers à fibre dopée au thulium émettant à 480 nm***

Les lasers à fibre dopée au thulium émettant à 480 nm ont l'avantage, en plus d'être plus efficaces que les lasers à 492 nm, de pouvoir être pompés à une seule longueur d'onde. Ce mécanisme de pompage à trois photons à 1,12  $\mu\text{m}$  est illustré à la figure 1.7. Le premier dispositif de ce type a été mis au point par Grubb *et al.* [26]. Ce laser à fibre était pompé par un laser Nd:YAG émettant à 1,12  $\mu\text{m}$ . Ces chercheurs ont obtenu une efficacité différentielle de 18% et une puissance de sortie de 60 mW, surpassant amplement les caractéristiques des lasers à fibre dopée au praséodyme.

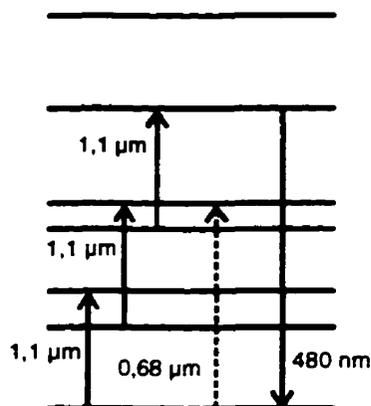


Figure 1.7 : Diagramme de niveaux simplifié d'un laser à fibre dopée au thulium émettant à 480 nm. En plus de l'absorption à 3 photons à 1,12  $\mu\text{m}$ , le co-pompage à 0,68  $\mu\text{m}$  peut être utilisé pour améliorer les performances du laser [27].

Les performances des lasers bleus ont été améliorées davantage grâce à une équipe de *Matsushita Electric Industrial Company*. Cette équipe a utilisé un co-pompage à 0,68

$\mu\text{m}$  pour augmenter l'efficacité et diminuer le seuil laser. L'absorption de la pompe à  $0,68 \mu\text{m}$  à partir du niveau fondamental est plus beaucoup efficace que l'absorption à  $1,12 \mu\text{m}$ , ce qui explique les performances observées [27, 28].

Plusieurs auteurs européens ont contribué à la modélisation de ces dispositifs [29, 30]. Ces modèles analytiques ont permis la mise au point de lasers optimisés et performants, notamment un laser à fibre générant  $230 \text{ mW}$  de lumière bleue [31]. À de telles puissances, des effets de photodégradation réversibles de la fibre dopée nuisent à l'oscillation laser. Ces problèmes ont été étudiés par des chercheurs de l'INO et du COPL [32]. Un modèle exhaustif des lasers à  $480 \text{ nm}$  incluant les effets de transfert non-radiatif d'énergie a également été développé par ces chercheurs [33].

### ***Lasers à fibre dopée au thulium émettant à $455 \text{ nm}$***

Les lasers à fibre dopée au thulium émettant à  $455 \text{ nm}$  ont fait l'objet de beaucoup moins d'intérêt jusqu'à maintenant que leurs cousins opérant à  $480 \text{ nm}$ . Le fonctionnement spectroscopique de ces dispositifs est schématisé à la figure 1.8.

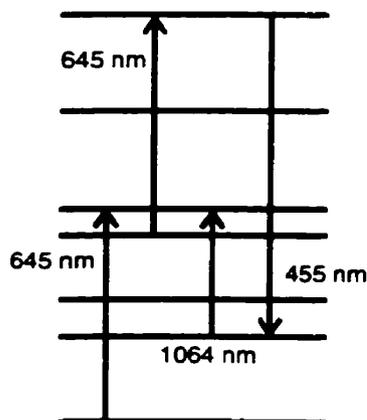


Figure 1.8 : Diagramme de niveaux simplifié d'un laser à fibre dopée au thulium émettant à  $455 \text{ nm}$ .

Le niveau supérieur de la transition laser est pompé par deux transitions à  $645 \text{ nm}$ . Pour obtenir l'oscillation laser à l'équilibre, on doit catalyser le dépeuplement du niveau inférieur de la transition. On utilise à cette fin une seconde pompe, à  $1064 \text{ nm}$ . De plus amples précisions sur ce système spectroscopique complexe sont données au chapitre V.

Une seule communication a été faite concernant la réalisation expérimentale d'un tel laser à fibre [34]. L'expérience a révélé une efficacité différentielle pauvre d'environ 1,5 %. Une puissance de sortie de 3 mW a été obtenue. Cependant, aucune étude ou modélisation n'a été entreprise pour optimiser ce type de laser et évaluer ses performances limites.

## **1.4 Objectifs du projet et méthodologie**

L'objectif principal de ce projet de maîtrise est la mise au point d'un laser à fibre de verre fluoré dopée à l'erbium émettant à 1,66  $\mu\text{m}$ . Au niveau de la réalisation du projet, cet objectif peut être divisé en quatre sous-objectifs, ou tâches. Le développement d'un modèle permettant de mieux comprendre et analyser le fonctionnement du dispositif est la première de ces tâches. Viennent ensuite la caractérisation de la fibre dopée, ainsi que le développement d'une expertise dans la manipulation des fibres de verre fluoré monomodes. Finalement, le gain disponible dans la fibre active est mesuré, pour différentes longueurs d'onde de pompe, et la cavité optique est fabriquée et assemblée.

### ***Modélisation des lasers à fibre de verre fluoré***

Un laser à fibre dopée à l'erbium émettant à 1,66  $\mu\text{m}$  peut être représenté par un diagramme spectroscopique comprenant 7 niveaux, comme l'illustre la figure 1.5. Un modèle permettant l'analyse d'un tel système est plus complexe que la plupart des modèles traitant des amplificateurs et lasers à fibre dopée à l'erbium opérant à 1,55  $\mu\text{m}$ , d'autant plus que plusieurs transitions de pompe doivent généralement être modélisées. Cet effort de modélisation accru revêt toutefois un avantage important. En effet, étant donnée la complexité du dispositif, un tel modèle peut être généralisé et appliqué à un grand nombre de dispositifs à fibre actifs.

### ***Caractérisation du milieu actif et choix de la longueur d'onde de pompe***

Les lasers à fibre présentés à la section 1.2 et dont les caractéristiques sont résumées au tableau 1.1 sont pompés à 514 nm et à 800 nm. D'autres longueurs d'onde de pompage sont envisageables, soit 980 nm et 1480 nm. De plus, le co-pompage du milieu de gain à

deux longueurs d'onde pourrait favoriser l'émission laser à 1,66  $\mu\text{m}$ . Même à l'aide d'un modèle très performant, la modélisation d'un laser à fibre à 1,66  $\mu\text{m}$  s'avère ardue. En effet, plusieurs paramètres spectroscopiques de l'erbium, notamment certaines sections efficaces, sont inconnus. Des mesures d'absorption et de fluorescence peuvent par contre être utilisées conjointement au modèle pour établir un choix judicieux de longueur d'onde de pompe.

### ***Manipulation des fibres de verre fluoré et technique d'épissure mécanique***

Un troisième sous-objectif du projet, secondaire mais non trivial, est le développement d'une expertise dans la manipulation des fibres de verre fluoré. Le terme « manipulation » inclut le dégainage, la préparation des extrémités par clivage ou par polissage, ainsi que l'épissure des fibres de verre fluoré avec des fibres de silice.

### ***Mesure du gain et assemblage de la cavité optique***

Une fois la fibre dopée caractérisée et la longueur d'onde de pompe choisie, le gain à 1,66  $\mu\text{m}$  est mesuré et la cavité laser est assemblée. Cette cavité optique est formée par des réseaux de Bragg photoinduits dans des fibres de silice jointes mécaniquement à la fibre de verre fluoré. L'écriture de réseaux de Bragg à 1,66  $\mu\text{m}$  fait donc partie de cette étape du projet.

Au cours du projet, les trois premiers sous-objectifs ont été menés de front. Le développement d'une technique d'épissure performante a précédé la plupart des manipulations de développement du laser. Par contre, la modélisation du dispositif a été perfectionnée de façon continue tout au long du projet.

## **CHAPITRE II**

### **THÉORIE DES AMPLIFICATEURS ET LASERS À FIBRE**

Ce second chapitre a pour objet la revue des concepts théoriques nécessaires à la compréhension du fonctionnement et à la modélisation des amplificateurs et lasers à fibre. Bien que la plupart des concepts décrits s'appliquent aux amplificateurs et lasers à fibre en général, une attention particulière est accordée aux dispositifs de verre fluoré. La section 2.1 expose le principe de fonctionnement des lasers et amplificateurs à fibre en général. On y introduit également le concept du pompage à transitions multiples. Différentes notions de spectroscopie des verres dopés aux terres rares forment la section 2.2. On y expose dans un premier temps certains concepts généraux, puis les particularités des verres fluorés sont mises en relief par rapport aux propriétés de la silice. La troisième section de ce chapitre établit les concepts de base de la modélisation des composants à fibre active. On y détaille notamment les différents termes des équations d'évolution. Finalement, la section 2.4 explique comment le guidage dans une fibre optique affecte la modélisation des composants.

## 2.1 Amplificateurs et lasers à fibre

Les amplificateurs et lasers à fibre sont généralement fabriqués en incorporant des ions de terres rares dans le cœur d'une fibre optique monomode. Chaque ion de terre rare possède des niveaux d'énergie qui lui sont propres. On utilise le pompage optique pour exciter les ions du niveau fondamental jusqu'à un niveau ayant un temps de vie relativement important. Ce niveau excité est appelé niveau métastable. L'absorption de la pompe permet donc de stocker de l'énergie dans le milieu. Cette énergie est libérée lors de l'amplification d'un signal par émission stimulée à partir du niveau métastable, comme l'illustre la figure 2.1.

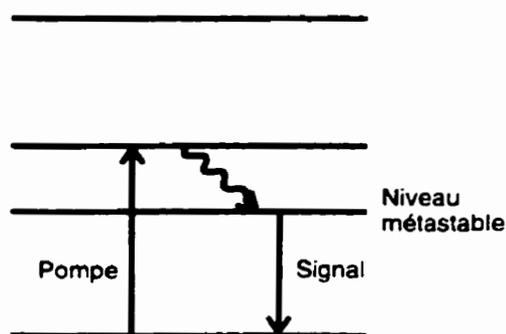


Figure 2.1 : Pompage optique et émission stimulée.

Le dispositif schématisé à la figure 2.1 utilise un pompage à transition unique, c'est-à-dire qu'une seule transition à la longueur d'onde de la pompe suffit à exciter les ions de terre rare au niveau d'énergie supérieur de la transition d'intérêt. Certains dispositifs, en particulier des lasers à fibre de verre fluoré, emploient un pompage à transitions multiples\*, c'est-à-dire que plusieurs transitions à une ou plusieurs longueurs d'onde de pompe sont requises pour porter les ions au niveau d'énergie désiré. Ce type de pompage est illustré à la figure 2.2.

### *Amplificateurs à fibre*

Le schéma de principe d'un amplificateur à fibre est présenté à la figure 2.3. Un signal externe est injecté dans la fibre pompée, dans laquelle il est amplifié par émission stimulée. Le rapport de la puissance de sortie sur la puissance d'entrée du signal est le *gain* de l'amplificateur.

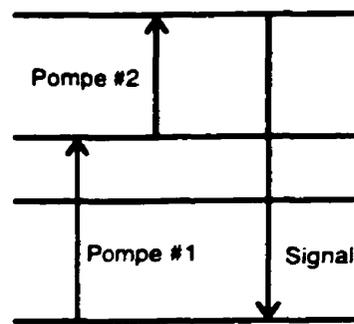


Figure 2.2 : Pompage optique à transitions multiples.

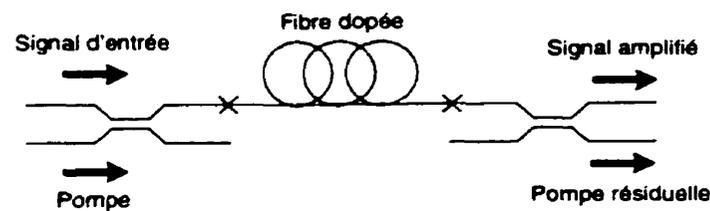


Figure 2.3 : Schéma de principe d'un amplificateur à fibre.

Pour une puissance pompe donnée, si la puissance d'entrée du signal est suffisamment faible, le gain est indépendant de cette puissance d'entrée. Cette valeur du gain est appelée gain à faible signal (ou trop souvent gain petit signal, traduction littérale de l'expression anglaise *small-signal gain*). À mesure que la puissance d'entrée du signal augmente, il y a diminution ou *saturation* du gain jusqu'à l'atteinte d'une puissance de sortie maximale.

### ***Lasers à fibre***

Un laser à fibre est constitué d'un amplificateur à fibre et d'une cavité optique, habituellement formée de miroirs diélectriques ou de réseaux de Bragg (voir figure 2.4). Le signal d'un laser provient de l'émission spontanée issue du niveau métastable. Ce signal, souvent appelé fluorescence, est ensuite amplifié par émission stimulée. La rétroaction fournie par la cavité optique sur le signal amplifié sature le milieu amplificateur. La puissance de sortie du laser est déterminée par l'équilibre entre les pertes de la cavité, incluant la rétroaction et les pertes de propagation, et le gain saturé de la fibre dopée.

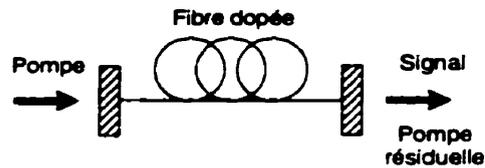


Figure 2.4 : Schéma de principe d'un laser à fibre.

Cette condition d'opération à l'équilibre d'un laser s'exprime par la règle : « Le gain saturé est égal aux pertes dans la cavité ». Pour qu'il y ait opération laser, le gain à faible signal doit donc être égal ou supérieur aux pertes. La puissance pompe nécessaire pour obtenir cette valeur minimale du gain s'appelle le *seuil* du laser. Au-dessus de la puissance seuil, la puissance de sortie du laser croît linéairement avec la puissance pompe. La pente de cette fonction s'appelle l'*efficacité différentielle* du laser. La figure 2.5 illustre les concepts de seuil et d'efficacité différentielle.

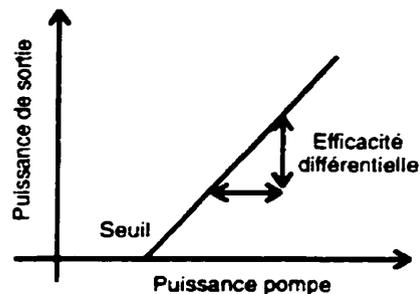


Figure 2.5 : Forme typique d'une courbe de puissance de sortie d'un laser en fonction de la puissance pompe.

## 2.2 Verre fluoré dopé aux terres rares

### *Spectroscopie des terres rares dans une matrice de verre*

L'énergie d'un ion de terre rare dans une matrice de verre est donnée par l'hamiltonien de la fonction d'onde électronique de cet ion. On peut décomposer cet hamiltonien en quatre termes:

$$H = H_0 + H_{coul} + H_{s-o} + H_c, \quad (2)$$

où  $H_0$  représente l'interaction entre les électrons individuels et le noyau,  $H_{coul}$  l'interaction coulombienne entre les électrons et  $H_{s-o}$  l'interaction entre les moments magnétiques orbital et de spin des électrons. Le dernier terme,  $H_c$ , est l'hamiltonien représentant l'influence du champ cristallin local sur l'ion. La figure 2.6 illustre l'influence de chacun des termes de l'hamiltonien  $H$  sur les niveaux d'énergie d'un ion de terre rare. La dégénérescence des états de même nombre quantique  $n$  et de moments orbitaux  $L$ ,  $S$  et  $J$  différents est complète si l'on ne considère que l'interaction électrons-noyau. Cette dégénérescence est levée par l'interaction coulombienne entre les électrons et le couplage spin-orbite. On utilise la notation de Russell et Saunders pour identifier ces nouveaux niveaux d'énergie [35].

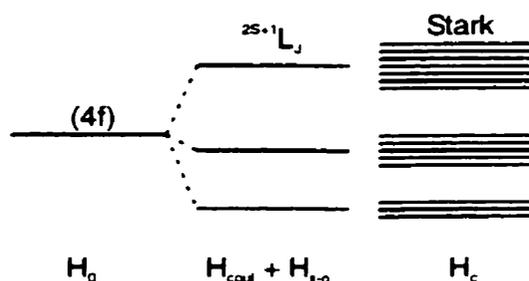


Figure 2.6 : Les effets des différents termes de l'hamiltonien d'un ion de terre rare dans une matrice de verre.

Si on ne considère pas l'effet du champ local, la parité de ces niveaux est identique, de sorte qu'aucune transition dipolaire électrique n'est permise. C'est l'absence de symétrie d'inversion du champ cristallin qui lève la dégénérescence des  $2J+1$  sous-niveaux et permet à certaines transitions dipolaires électriques de se produire. Cet effet produit par l'environnement électrostatique des ions s'appelle effet Stark. Les électrons impliqués dans les transitions des terres rares sont tous dans la couche 4f. Les électrons des couches 5s et 5p amenuisent l'effet du champ cristallin sur l'orbitale 4f, de sorte que l'effet Stark est de faible amplitude. La faible amplitude du terme  $H_c$  par rapport à l'hamiltonien total  $H$  a deux conséquences majeures:

1. La symétrie d'inversion des orbitales n'est que partiellement levée. Les forces d'oscillateurs des transitions radiatives sont donc assez faibles, et les temps de vie radiatifs des niveaux sont élevés.

2. Les niveaux d'énergie des ions de terres rares ne sont que faiblement influencés par la matrice de verre.

Par exemple, les niveaux d'énergie de l'erbium dans le verre fluoré sont à peu près les mêmes que dans la silice. Seuls les temps de vie diffèrent de façon importante, à cause de l'influence de la matrice sur les transitions non radiatives.

### *Matrice de verre fluoré*

Les verres fluorés, comme leur nom l'indique, sont formés d'un mélange de fluorures. Ils sont chimiquement fort différents des verres à base d'oxydes, dont fait partie la silice. Le verre fluoré étant de loin le plus utilisé pour la fabrication de fibres actives est le ZBLAN. Sa structure est formée de  $ZrF_4$ , et quatre autres composés ( $BaF_2$ ,  $LaF_3$ ,  $AlF_3$  et  $NaF$ ) sont incorporés au mélange pour éviter la cristallisation et optimiser les propriétés mécaniques du verre [36].

Les verres fluorés sont des composés très réactifs, surtout à l'état liquide. De plus, leur procédé de vitrification est plus complexe que celui de la silice. Chacune des étapes de la fabrication du verre est critique et doit se faire dans un environnement exempt de contaminant tel l'eau, l'oxygène et le  $CO_2$ . Cette complexité chimique explique partiellement les nombreuses difficultés à introduire un ou des dopants dans le verre fluoré et à l'étirer pour en faire de la fibre.

La majorité des avantages du verre fluoré pour la réalisation d'un laser à fibre sont dus à deux caractéristiques physiques du verre:

1. Les ions de terres rares sont de tailles comparables à celle des atomes de zirconium formant le réseau vitreux. Lorsque ceux-ci sont dissous dans le verre, ils prennent la place d'un atome de lanthane sans trop modifier la géométrie du réseau [24]. Dans la silice, ces mêmes ions, beaucoup plus gros que les atomes de silicium, s'introduisent dans la matrice en modifiant la structure cristalline de façon importante.
2. L'énergie maximale des phonons dans une matrice de ZBLAN est environ  $500 \text{ cm}^{-1}$ . Dans la silice, cette énergie est environ  $1100 \text{ cm}^{-1}$ .

Les conséquences de ces deux caractéristiques physiques sur les propriétés optiques des fibres de verre fluoré sont nombreuses. À la première caractéristique physique, on peut associer une grande solubilité des ions de terres rares.<sup>1</sup> Cette solubilité accrue permet d'obtenir des fibres fortement dopées manifestant relativement peu de phénomènes de transfert non radiatif d'énergie entre les ions. De plus, puisque la position des ions est mieux définie dans la matrice, la variation du champ local d'un site à l'autre est faible. L'élargissement hétérogène des transitions radiatives est donc fortement réduit par rapport aux verres de silice dopée. L'extraction de l'énergie du milieu de gain est ainsi beaucoup plus efficace dans le verre fluoré que dans la silice.

Les conséquences d'une faible énergie de phonon se reflètent à deux niveaux. Tout d'abord, une faible énergie de phonon signifie que la fréquence fondamentale de vibration de la matrice de verre est faible. Cette fréquence fondamentale détermine la limite de transparence du verre dans l'infrarouge, de sorte qu'une faible énergie de phonon entraîne une plus grande transparence dans l'infrarouge. Les verres fluorés sont en effet transparents jusqu'à 6-7  $\mu\text{m}$  [36].

L'émission de phonons est également responsable du principal mécanisme de transition non radiative entre les niveaux d'énergie du dopant, appelé relaxation multiphonon. La relaxation multiphonon est un mécanisme par lequel un ion dans un état excité réduit son énergie en émettant un ou plusieurs phonons. L'énergie maximale que peut avoir un phonon dans une matrice de verre donnée étant fixe, l'écart d'énergie entre les niveaux supérieur et inférieur de la transition détermine le nombre de phonons émis. La probabilité d'occurrence de ce phénomène à plusieurs corps diminue lorsque le nombre de phonons impliqués augmente. Ainsi, plus l'écart d'énergie entre un niveau donné et le niveau inférieur est grand, plus le temps de vie *non radiatif* de ce niveau est élevé. De la même façon, un niveau d'énergie donné aura un temps de vie non radiatif plus grand dans une matrice à faible énergie de phonon que dans une matrice à énergie de phonon élevée.

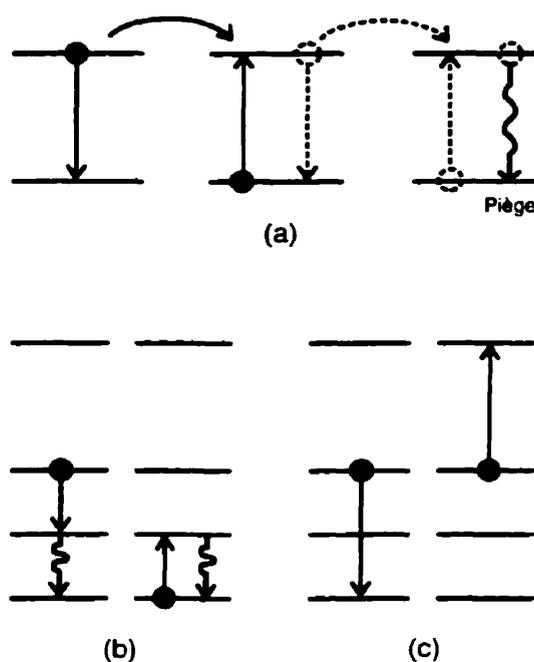
---

<sup>1</sup> On peut incorporer jusqu'à 10% (molaire) de terres rares dans certains verres fluorés, alors que la solubilités de ces dopants dans la silice est limitée à quelques parties par million [37. 38].

Cette différence d'énergie de phonon entre les verres fluorés et la silice explique pourquoi plusieurs transitions laser observées dans les verres fluorés ne le sont pas dans la silice.

### *Transfert non-radiatif d'énergie*

En plus de la relaxation multiphonon, il existe d'autres mécanismes permettant à un ion excité de se libérer de son énergie sans émettre de photon. Les trois principaux mécanismes survenant dans les fibres de verre fluoré dopées sont illustrés à la figure 2.7. Les mécanismes illustrés ont en commun l'interaction non-radiative entre ions voisins. La migration d'énergie est la relaxation non-radiative d'un ion excité entraînant l'excitation d'un ion voisin initialement à l'état fondamental. Ce processus n'affecte pas en soi la performance du dispositif à fibre, puisque l'énergie ne fait que migrer d'un ion à un autre. Toutefois, cette migration peut conduire l'électron à un piège. La migration cesse alors et l'énergie est transférée de façon non-radiative à la matrice de verre.



**Figure 2.7 :** Principaux mécanismes de transfert non-radiatif d'énergie entre ions de terres rares voisins : (a) migration d'énergie, (b) relaxation croisée, et (c) relaxation croisée pouvant causer de la conversion de fréquence vers le bleu (d'après la référence [36]).

Le processus de relaxation croisée est illustré à la figure 2.7 (b) et (c). Deux ions échangent une certaine quantité d'énergie de façon non-radiative, ce qui les portent vers deux états différents. Le processus illustré en (b) accélère la relaxation de l'ion excité vers l'état fondamental. Le processus illustré en (c) est un cas particulier de relaxation croisée. Dans ce dernier cas, un ion déjà excité reçoit de l'énergie d'un ion voisin le menant à un niveau d'énergie supérieur. La relaxation radiative de cet ion vers l'état fondamental, par exemple, libérerait un photon de fréquence supérieure aux photons ayant initialement pompé les deux ions. Pour cette raison, on appelle souvent ce processus conversion de fréquence vers le bleu<sup>\*</sup> [36, 39].

Puisque le transfert non-radiatif d'énergie s'effectue entre ions voisins, l'efficacité de ces processus dépend de la distance entre les ions de dopant dans la matrice de verre. Il y aura donc plus de processus non-radiatifs de transfert d'énergie dans une fibre fortement dopée ou contenant des agrégats d'ions de dopant [40].

### 2.3 Équations d'évolution

Les populations des différents niveaux d'énergie d'un dopant sont établies à l'aide d'un système d'équations différentielles couplées appelées équations d'évolution. Chacune de ces équations dicte l'évolution dans le temps de la population d'un niveau d'énergie en fonction des taux de transition impliquant ce niveau. On retrouve dans ces équations des termes tenant compte des transitions stimulées, de l'émission spontanée, de la relaxation multiphonon, et de la relaxation croisée.

#### *Les transitions stimulées*

On désigne par transition stimulée une transition radiative provoquée par un photon d'énergie  $\hbar\omega$  au voisinage d'un ion de terre rare. Il en résulte l'absorption de ce photon par l'ion, ou encore l'émission stimulée d'un nouveau photon  $\hbar\omega$ , se propageant dans la même direction et avec la même phase que le photon incident. Considérons l'équation d'évolution du niveau d'énergie  $i$  décrivant une transition radiative entre ce niveau et un niveau sous-jacent  $j$  :

$$\frac{dn_i}{dt} = W_{ji} \cdot n_j - W_{ij} \cdot n_i, \quad (3)$$

où  $n_{i,j}$  sont les populations normalisées des niveaux impliqués,  $W_{ji}$  est le taux d'absorption, et  $W_{ij}$  est le taux d'émission stimulée. De façon générale, le taux de transition stimulée  $W$  est donné par [41] :

$$W = \frac{\sigma \cdot I}{\hbar \omega}, \quad (4)$$

où  $\sigma$  est la section efficace de la transition et  $I$  est l'intensité du champ électrique absorbé ou amplifié. La transition stimulée étant causée par une résonance entre le champ électrique appliqué et l'ion, la section efficace  $\sigma$  est une fonction de  $\omega$ . De plus, pour les terres rares en solution dans une matrice de verre, les sections efficaces d'émission et d'absorption sont généralement différentes, de sorte que  $W_{ij} \neq W_{ji}$ .

### ***Émission spontanée et relaxation multiphonon***

Contrairement à l'émission stimulée, les transitions spontanées ne sont pas provoquées par un champ électrique externe. Les transitions spontanées issues du niveau  $i$  ne dépendent que de la population  $n_i$  de ce niveau et du taux de transition spontanée  $\gamma_j$  vers un niveau  $j$  d'énergie inférieure. Si on ne considère que les transitions spontanées, l'équation d'évolution du niveau  $i$  s'écrit :

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_{j < i} \gamma_{ij} \cdot n_i. \quad (5)$$

Le taux de transition  $\gamma_j$  est la somme du taux d'émission spontanée  $\gamma_{Rij}$  et du taux de transition non-radiative  $\gamma_{NRij}$ , c'est-à-dire

$$\gamma_{ij} = \gamma_{Rij} + \gamma_{NRij}. \quad (6)$$

Notons que le taux d'émission spontanée est souvent désigné par le symbole  $A_{ij}$ . Le principal phénomène de relaxation non-radiative est la relaxation multiphonon. Le taux

de relaxation multiphonon d'un niveau d'énergie donné peut être estimé par une fonction dépendant du nombre de phonons nécessaires pour combler l'écart d'énergie entre ce niveau et le niveau inférieur adjacent:

$$\gamma_{NR} = C[n(T) + 1]^p e^{-\alpha \Delta E}, \quad (7)$$

où  $p$  est le nombre de phonons nécessaires pour couvrir la différence d'énergie  $\Delta E$  entre les deux niveaux considérés. La quantité  $n(T)$  est le nombre d'occupation thermique du mode de phonon de fréquence  $\omega$ . Ce nombre d'occupation est donné par la statistique de Bose-Einstein:

$$n(T) = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}. \quad (8)$$

Les constantes  $C$  et  $\alpha$ , de même que la fréquence maximale  $\omega$  d'un phonon dépendent de la matrice de verre. L'équation (7) est une approximation obtenue à partir d'un calcul de perturbation d'ordre élevé. L'approximation n'est bonne que lorsqu'un grand nombre de phonons sont impliqués dans la transition. Lorsque seulement un ou deux phonons sont nécessaires pour combler l'écart énergétique, l'équation (7) ne peut être utilisée [42-44].

### *Relaxation croisée*

Les équations d'évolution ne tenant compte que des transitions stimulées, de l'émission spontanée et de la relaxation multiphonon sont des équations différentielles linéaires de la forme de (3) et (5). Les processus de transfert non-radiatif d'énergie introduisent des termes non-linéaires dans ces équations. Le taux de relaxation croisée est proportionnel au produit des populations des niveaux dans lesquels se trouvent le donneur et le receveur d'énergie [40]. Prenons l'exemple d'un processus de relaxation croisée menant un ion donneur du niveau  $i$  au niveau  $i' < i$ , et excitant un ion accepteur du niveau  $j$  au niveau  $j' > j$ . L'équation d'évolution du niveau  $i$  pour ce mécanisme s'écrit [33]:

$$\frac{dn_i}{dt} = -N_0 \cdot X_{ij} \cdot n_i n_j, \quad (9)$$

où  $N_0$  est la concentration de dopant, exprimée en ions/m<sup>3</sup>, et où  $X_{ij}$  est le taux de transfert non-radiatif d'énergie entre un ion donneur et un ion accepteur, respectivement aux niveaux  $i$  et  $j$ .

### ***Solution des équations d'évolution***

Une fois les équations d'évolution établies pour un système spectroscopique donné, on peut les utiliser pour calculer les populations de chaque niveau en fonction du temps. Lorsque les puissances optiques en jeu sont stationnaires, les populations tendent vers un équilibre. La solution à l'équilibre s'obtient en annulant les dérivées par rapport au temps dans les équations d'évolution. On passe donc d'un système d'équations différentielles à un système d'équations algébriques. Puisque chaque équation est un bilan du taux de variation de la population du niveau correspondant, le système obtenu est linéairement dépendant. L'indépendance linéaire s'obtient en remplaçant l'une des équations d'évolution par une équation de normalisation des populations :

$$\sum_i n_i = 1. \quad (10)$$

Rappelons que la relaxation croisée est un phénomène introduisant des termes non linéaires dans le système d'équations à résoudre. Le fait de négliger ces termes ramène les équations d'évolution à un système linéaire. Lorsque les puissances optiques sont connues à un endroit donné dans la fibre, les populations des différents niveaux peuvent donc être obtenues très facilement.

### ***Absorption et amplification***

Une fois les populations établies à l'aide des équations d'évolution, ce résultat peut être utilisé pour calculer la puissance absorbée ou amplifiée par la fibre. La variation de puissance causée par une transition stimulée entre les niveaux  $i$  et  $j$  s'obtient par [41]:

$$\frac{dP}{dz} = N_0 \cdot (\sigma_{ij} \cdot n_i - \sigma_{ji} \cdot n_j) \cdot P. \quad (11)$$

## 2.4 Optique guidée et fibre optique

Le guidage des faisceaux de la pompe et du signal dans une fibre optique a une grande influence sur la façon de modéliser ces dispositifs. Comme le montre l'équation (4), on a avantage à travailler avec de fortes intensités lumineuses pour obtenir des taux de transition stimulée élevés. Pour une puissance pompe donnée, l'efficacité différentielle d'un laser et le gain d'un amplificateur à fibre sont d'autant plus élevés que la section du faisceau guidé est petite. Ceci explique pourquoi les fibres optiques monomodes sont utilisées avantageusement dans la fabrication de ces dispositifs.

### *Fibres optiques monomodes*

La notation  $LP_{lm}$  est habituellement utilisée pour désigner les modes guidés dans une fibre optique. Une fibre optique est dite monomode pour une longueur d'onde  $\lambda$  si seul le mode fondamental, ou  $LP_{01}$ , est guidé par la fibre à cette longueur d'onde. Pour une fibre ayant un cœur de rayon  $a$ , le profil d'intensité du mode  $LP_{01}$  s'écrit [45]:

$$I_{01}(r) = I_0 \cdot J_0^2\left(\frac{u \cdot r}{a}\right), \text{ pour } r \leq a \quad (12)$$

$$I_{01}(r) = I_0 \cdot \left(\frac{J_0(u)}{K_0(w)}\right)^2 \cdot K_0^2\left(\frac{w \cdot r}{a}\right), \text{ pour } r \geq a, \quad (13)$$

où  $I_0$  est l'intensité crête du mode, et où  $J_0$  et  $K_0$  sont respectivement la fonction de Bessel et la fonction de Bessel modifiée de première espèce d'ordre 0. La constante de propagation transverse normalisée  $u$  et la constante d'atténuation transverse normalisée  $w$  sont établies en résolvant l'équation caractéristique des modes LP [45]:

$$\frac{J_1(u)}{J_0(u)} = \frac{w}{u} \frac{K_1(w)}{K_0(w)}. \quad (14)$$

L'équation transcendante (14) doit être solutionnée conjointement avec la relation :

$$u^2 + w^2 = V^2, \quad (15)$$

où  $V$  est la fréquence normalisée, définie par:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot NA, \quad (16)$$

où  $a$  est le rayon du cœur et  $NA$  est l'ouverture numérique de la fibre. Les équations (14) et (15) ont autant de solutions pour  $u$  et  $w$  qu'il y a de modes guidés dans la fibre. Il y a guidage monomode lorsqu'il y a une solution unique à ces équations. À l'aide des propriétés des fonctions de Bessel, on peut montrer qu'une fibre optique est monomode lorsque  $V < 2,405$  [45].

### ***Recouvrements entre les modes et les populations***

Les équations (12) et (13) montrent que la puissance guidée dans une fibre optique n'est pas homogène dans le cœur et s'étend en partie dans la gaine. Pour des puissances optiques données, les taux d'émission stimulée et par conséquent les populations des niveaux d'énergie du dopant sont fonction de la coordonnée radiale  $r$  en plus de la coordonnée longitudinale  $z$ . À titre d'illustration, les équations (3) et (4) peuvent être réécrites sous la forme :

$$W(r, z) = \frac{\sigma \cdot I(r, z)}{\hbar\omega} \quad (17)$$

et

$$\frac{dn_i(r, z)}{dt} = W(r, z) \cdot n_i(r, z). \quad (18)$$

Les équations (17) et (18) montrent bien l'importance du recouvrement entre le mode guidé et le profil des ions concernés par la transition stimulée. Ce recouvrement se reflète également lors du calcul de la puissance absorbée ou amplifiée par la fibre dopée. En effet, en considérant les effets du guidage dans la fibre, l'équation (11) devient [38]:

$$\frac{dP}{dz} = \frac{d}{dz} \int_{\text{mode}} I(r, z) \cdot dS = N_0 \int_{\text{cœur}} (\sigma_{ij} \cdot n_i(r, z) - \sigma_{ji} \cdot n_j(r, z)) \cdot I(r, z) \cdot dS. \quad (19)$$

Dans le cas d'un faisceau pompe absorbé par des ions au niveau fondamental en l'absence de signal, le terme de droite de (19) se ramène à une intégrale de recouvrement entre le profil d'intensité du mode et la partie dopée du cœur de la fibre, et une expression analytique approximative peut être obtenue [38, 46]. Il est plus complexe d'établir une expression analytique pour l'amplification du signal. En effet, le terme de droite de (19) fait alors intervenir une intégrale de recouvrement entre les ions *excités* et le profil d'intensité du signal, ce qui revient au recouvrement entre la partie dopée du cœur et les profils des modes du signal et de la pompe. Même si certains auteurs ont obtenu des expressions analytiques approximatives pour certains cas particuliers [30, 46-50], l'approche numérique est à la fois plus simple et plus générale.

Nous avons survolé au cours de ce chapitre les éléments théoriques généraux permettant de comprendre et de modéliser les amplificateurs et les lasers à fibre en général. Le fonctionnement de ces dispositifs a été décrit, puis certains aspects de la spectroscopie des terres rares ont été énoncés. Les deux dernières sections ont décrit le problème de la modélisation de ces dispositifs plus en détail. La combinaison du comportement spectroscopique des ions de terres rares et de l'effet du guidage des faisceaux dans une fibre optique monomode forme un problème à la fois riche et complexe. Le chapitre suivant décrit plus en détail comment les caractéristiques des lasers et amplificateurs à fibre peuvent être calculées à l'aide d'un modèle numérique.

## **CHAPITRE III**

### **LOGICIEL DE MODÉLISATION D'AMPLIFICATEUR ET DE LASER À FIBRE**

Les relations théoriques établies au chapitre précédent permettent une bonne compréhension des phénomènes physiques en jeu dans les dispositifs à fibre actifs. Bien entendu, ces relations fournissent également une solide base pour la réalisation d'un modèle numérique. Toutefois, l'application de ces formules dans un simulateur comporte certaines difficultés. Ce chapitre a pour objet la description du passage des relations théoriques à la modélisation numérique des amplificateurs et lasers à fibre.

La première section du chapitre discute des approximations sur les modes guidés faites au cours des travaux de simulation. La section suivante s'attaque au calcul de l'absorption et de l'amplification de faisceaux guidés dans la fibre dopée. Nous verrons que le modèle numérique proposé traite les faisceaux de la pompe et du signal de la même façon. La fibre est divisée en régions annulaires concentriques. À chacune de ces régions est associée une fraction de la puissance contenue dans le mode du signal et de la pompe. Cette répartition de la puissance nous permet de considérer la puissance optique homogène dans chacune des régions, ce qui nous mènera au calcul de la puissance absorbée ou amplifiée dans un segment de fibre sans avoir à évaluer les habituelles

intégrales de recouvrement. Finalement, les trois dernières sections du chapitre traitent du calcul de la puissance du signal, de la pompe et de l'ASE en fonction de la position sur la fibre. Les conditions aux limites reliées à ce problème sont énoncées, et un algorithme robuste menant à la solution est décrit.

### 3.1 Approximations sur les modes guidés

Comme il a été mentionné au chapitre II, on a avantage à utiliser des fibres optiques monomodes pour la fabrication de lasers et amplificateurs à fibre. Pour les dispositifs pompés par une seule transition, la longueur d'onde de la pompe est inférieure à celle du signal. La fibre est donc monomode à la longueur d'onde du signal, mais pas nécessairement à celle de la pompe. Les dispositifs pompés par transitions multiples utilisent généralement une ou plusieurs longueurs d'onde de pompe dans l'infrarouge pour émettre ou amplifier un signal dans le visible. Dans ce cas, la fibre est monomode pour la ou les pompes, alors qu'elle peut être multimode à la longueur d'onde du signal.

Peu importe la longueur d'onde de coupure du mode  $LP_{11}$ , nous supposons que tous les faisceaux se propagent dans le mode  $LP_{01}$ . Cette approximation est particulièrement justifiée pour les dispositifs pompés par transitions multiples, pour lesquels la fibre n'est pas nécessairement monomode à la longueur d'onde du signal. Même s'il peut se propager dans plusieurs modes, le signal est en quelque sorte guidé par le gain dans le mode  $LP_{01}$ . En effet, puisque la pompe se propage dans le mode  $LP_{01}$ , le profil de la distribution de population d'ions pouvant amplifier le signal par émission stimulée suit également le mode fondamental. Même si le signal est initialement guidé dans plusieurs modes, la portion de la puissance guidée dans le mode fondamental bénéficie d'un gain supérieur, au détriment des autres modes [33, 51].

### 3.2 Absorption et amplification

Le calcul de la variation des puissances optiques le long de la fibre se fait à l'aide de l'équation (19). Puisque les puissances et les populations varient selon  $z$  et  $r$ , on doit en principe évaluer, en chaque point de la fibre, l'intégrale de recouvrement entre les

populations concernées par chaque transition stimulée et les profils de puissance des faisceaux guidés. Bien que cette tâche soit réalisable, elle représente un temps de calcul important. La mise au point d'un outil de design performant suggère l'emploi d'une approche plus économique au niveau du temps de calcul.

Pour résoudre efficacement l'équation (19), on divise le rayon de la portion dopée du cœur de la fibre en segments égaux, formant ainsi des régions annulaires concentriques. On suppose que les populations et les puissances optiques sont homogènes à l'intérieur d'une région annulaire. La fraction de la puissance guidée dans le mode  $LP_{01}$  contenue dans une région annulaire de petit rayon  $r_{\min}$  et de grand rayon  $r_{\max}$  dans le cœur est [45]:

$$\Gamma_{anneau} = \frac{P_{anneau}}{P} = \frac{u^2}{V^2} \cdot \frac{K_0^2(w)}{J_0^2(u) \cdot K_1^2(w)} \cdot \frac{2}{a^2} \cdot \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} J_0^2\left(\frac{u \cdot r}{a}\right) \cdot r \cdot dr. \quad (20)$$

L'intégrale du terme de droite dans (20) a une solution analytique [52], de sorte qu'on peut écrire:

$$\Gamma_{anneau} = \frac{u^2}{V^2} \cdot \frac{K_0^2(w)}{J_0^2(u) \cdot K_1^2(w)} \cdot \frac{1}{a^2} \cdot \left[ r_{\max}^2 \left( J_0^2\left(\frac{u \cdot r_{\max}}{a}\right) + J_1^2\left(\frac{u \cdot r_{\max}}{a}\right) \right) - r_{\min}^2 \left( J_0^2\left(\frac{u \cdot r_{\min}}{a}\right) + J_1^2\left(\frac{u \cdot r_{\min}}{a}\right) \right) \right]. \quad (21)$$

Une fois la puissance ainsi partagée, on peut calculer les taux de transition stimulée dans chaque région annulaire. L'équation (17) devient :

$$W_k = \frac{\sigma}{\hbar \omega} \frac{P_k}{A_k}, \quad (22)$$

où  $P_k = \Gamma_k \cdot P$  est la puissance guidée dans la région annulaire d'indice  $k$  et de surface  $A_k$ . La dépendance spectrale du recouvrement entre le mode et les anneaux a été omise pour ne pas alourdir la notation. Les équations d'évolution peuvent également être réécrites pour chaque région. À titre d'exemple, l'équation d'évolution pour le niveau d'énergie  $i$  et la région annulaire  $k$  modélisant une transition stimulée de taux  $W_k$  s'écrit, d'après (18) :

$$\frac{dn_{k,i}}{dt} = W_k \cdot n_{k,i}, \quad (23)$$

où  $n_{k,i}$  est la population relative du niveau  $i$  dans la région annulaire  $k$ . Une fois les populations établies pour les  $M$  anneaux, on peut utiliser une équation semblable à (19) pour calculer l'absorption ou l'amplification d'un faisceau guidé dans la fibre dopée :

$$\frac{dP}{dz} = N_0 \sum_{k=1}^M (\sigma_{ij} \cdot n_{k,i} - \sigma_{ji} \cdot n_{k,j}) \cdot \Gamma_k \cdot P. \quad (24)$$

### 3.3 Propagation dans la fibre dopée

Même si les taux de transition radiative peuvent varier de façon significative sur la section du mode guidé, la forme du mode est conservée lors de la propagation le long de la fibre [52]. Même si la fibre est divisée en régions annulaires, la puissance qui est absorbée ou amplifiée est celle du mode complet, et non la seule fraction du mode contenue dans une région annulaire. Cette loi de conservation du mode explique la sommation dans (24).

Pour que la forme du mode soit conservée lors de la propagation le long de la fibre, celle-ci est divisée en segments longitudinaux de longueur  $\Delta z$ . La puissance amplifiée ou absorbée par le segment d'indice  $l$  est donc :

$$\Delta P_l = N_0 \sum_{k=1}^M (\sigma_{ij} \cdot n_{l,k,i} - \sigma_{ji} \cdot n_{l,k,j}) \cdot \Gamma_k \cdot \Delta z \cdot P_l, \quad (25)$$

où  $n_{l,k,i}$  est la population normalisée du niveau d'énergie  $i$  dans la région annulaire  $k$  du segment de fibre  $l$ . Pour calculer l'énergie absorbée ou amplifiée par le segment  $(l+1)$ , on doit d'abord calculer la puissance incidente sur ce segment avec :

$$P_{l+1} = P_l + \Delta P_l. \quad (26)$$

La puissance incidente est à nouveau divisée entre les régions annulaires à l'aide des facteurs de pondération  $\Gamma_k$ , et l'absorption ou l'amplification est calculée à l'aide de (25).

Il est important de noter la différence entre le formalisme des anneaux développé dans ce chapitre et l'application de méthodes numériques courantes à la théorie présentée au chapitre II. Ce formalisme, tout en étant très général, évite l'évaluation à répétition de l'intégrale de recouvrement dans (19) en exploitant la propriété de conservation de la forme du mode guidé. En effet, le recouvrement entre le dopant et les modes du signal et de la pompe est calculé une seule fois à l'aide de la relation analytique (21). Une fois cette répartition quantifiée, la propagation des faisceaux dans la fibre dopée se fait en solutionnant les équations d'évolution dans chaque région annulaire, puis en utilisant la relation (25), c'est-à-dire sans calculer d'intégrale de recouvrement.

### 3.4 Émission spontanée amplifiée

La méthode numérique décrite aux deux sous-sections précédentes s'applique à l'amplification et à l'absorption de faisceaux par transitions stimulées. Le calcul de la génération et de l'amplification de l'émission spontanée ne peut se faire en appliquant l'équation (25) directement. Contrairement aux faisceaux du signal et de la pompe, l'émission spontanée se génère et s'amplifie sur une large bande spectrale. Puisque les sections efficaces d'absorption et d'émission dépendent de la longueur d'onde, une modélisation rigoureuse de l'émission spontanée amplifiée (ASE) requiert une résolution spectrale. Le spectre d'émission et d'absorption de la transition concernée devrait être discrétisé, et une équation d'évolution distincte devrait être écrite pour chaque composante spectrale. Cette approche est justifiée pour les applications nécessitant la connaissance du spectre de l'ASE aux extrémités de la fibre. Dans le cas des amplificateurs et lasers à fibre, l'ASE est associé au bruit généré par le dispositif. On doit généralement évaluer l'intensité de ce bruit par rapport à celle du signal, et il est important de tenir compte de la saturation du gain d'un amplificateur causée par l'amplification de l'émission spontanée. Toutefois, la connaissance du spectre de l'ASE n'est pas requise pour certaines applications, notamment les amplificateurs de puissance et les lasers à fibre.

Le modèle développé emploie donc une méthode approximative pour calculer l'ASE, appelée *méthode de la largeur de bande effective*. Cette méthode consiste à remplacer

l'ensemble des variables rigoureusement utilisées pour modéliser l'ASE par une seule variable, représentant la puissance ASE totale sur une certaine bande de gain autour de la fréquence du signal [5]. De façon similaire à l'équation (25), la puissance ASE générée dans un segment de fibre de longueur  $\Delta z$  conformément à cette méthode est :

$$\Delta P_{ASE} = N_0 \sum_{k=1}^M \left[ (\sigma_{ij} \cdot n_{l,k,i} - \sigma_{ji} \cdot n_{l,k,j}) \cdot P_{ASE} + (\sigma_{ij} \cdot n_{l,k,i}) \cdot P_0 \right] \cdot \Gamma_k \cdot \Delta z, \quad (27)$$

où  $P_{ASE}$  est la puissance ASE incidente sur le segment de fibre et  $P_0$  est la puissance correspondant à un photon d'émission spontanée par axe de polarisation dans une *bande effective*  $\Delta \nu$  autour de la fréquence du signal:

$$P_0 = 2 \cdot h \nu_s \cdot \Delta \nu. \quad (28)$$

La largeur de bande  $\Delta \nu$  est reliée à la largeur du spectre d'émission. Sa valeur est choisie de sorte que [5]:

$$\sigma_{ij}(\nu_s) \cdot \Delta \nu = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{ij}(\nu) \cdot d\nu, \quad (29)$$

où  $\nu_s$  est la fréquence optique choisie pour représenter l'ensemble de la puissance ASE. De façon générale, cette fréquence correspond au maximum de la section efficace d'émission de la transition. Le premier terme entre les crochets de l'équation (27) correspond à l'amplification de l'émission spontanée incidente sur le segment, tandis que le second terme correspond à la puissance d'émission spontanée émise dans toute la bande de gain de la transition du signal, dans ce segment de fibre.

La méthode de la largeur de bande effective ne nécessite pas la connaissance détaillée du spectre d'émission de la transition - seules les sections efficaces d'absorption et d'émission à la longueur d'onde du signal sont employées. L'ASE est donc traitée comme un signal supplémentaire, se propageant dans les deux sens dans la fibre dopée. On désigne par ASE co-directionnelle l'émission spontanée amplifiée se propageant dans

le même sens que le signal, soit vers les  $z$  positifs, et par ASE contra-directionnelle l'émission spontanée amplifiée se propageant en sens inverse.

La méthode de la largeur de bande effective fournit un estimé raisonnable de la puissance de l'ASE aux extrémités de la fibre. Toutefois, puisqu'une seule plage de fréquence est considérée, l'affinement du spectre de fluorescence en présence d'un gain important n'est pas modélisé [53]. Le modèle ne tient pas compte de la saturation du gain pour certaines longueurs d'onde de sorte que de façon générale, la puissance ASE est surestimée.

### 3.5 Solution à l'équilibre

Étant données les puissances incidentes de la pompe, du signal et de l'ASE sur un segment de fibre, on peut calculer avec (25) et (27) les puissances incidentes sur le segment de fibre suivant. Toutefois, l'obtention de la distribution de ces puissances à l'équilibre le long de la fibre n'est pas direct. Considérons le cas le plus simple, celui d'un amplificateur à pompage co-directionnel. La puissance pompe et la puissance du signal incidentes sur le premier segment de fibre sont connues. La puissance ASE en co-propagation est nulle à cet endroit, mais pas celle en contre-propagation. Pour connaître la puissance de l'ASE en contre-propagation en  $z = 0$ , il faut d'abord solutionner le problème pour tous les autres segments de fibre, pour lesquels on ne connaît ni les valeurs de puissance pompe ni celles du signal. La difficulté de cette tâche vient du fait qu'il ne s'agit pas d'un problème aux conditions initiales, mais plutôt d'un problème aux conditions à aux limites.

### 3.6 Conditions aux limites

Les conditions aux limites pour la pompe dépendent de la configuration utilisée (pompage co-directionnel, contra-directionnel ou bidirectionnel). L'ASE se propageant vers les  $z$  positifs ( $P_{ASE}^+$ ) est nulle en  $z = 0$ , tandis que celle se propageant vers les  $z$  négatifs ( $P_{ASE}^-$ ) est nulle en  $z = L$ . Les conditions aux limites  $z = 0$  et  $z = L$  pour le signal dépendent du dispositif modélisé. Pour un amplificateur, les conditions aux limites sont dictées par la puissance injectée, tandis que pour un laser elles sont fixées par la

réflectivité des miroirs. Le tableau 3.1 résume les conditions aux limites pour un amplificateur et pour un laser.

**Tableau 3.1** : Conditions aux limites appliquées pour un amplificateur et un laser à fibre.

| Dispositif        | Conditions à $z = 0$   | Conditions à $z = L$   |
|-------------------|--|--|
| Amplificateur     | $P_s(0) = P_{s, in}$<br>$P_p^+(0) = P_{p, in}$<br>$P_{ASE}^+(0) = 0$             | $P_p^-(L) = P_{p, in}$<br>$P_{ASE}^-(L) = 0$                                     |
| Laser Fabry-Perot | $P_s^+(0) = P_s^-(0) \times R_1$<br>$P_p^+(0) = P_{p, in}$<br>$P_{ASE}^+(0) = 0$ | $P_s^-(L) = P_s^+(L) \times R_2$<br>$P_p^-(L) = P_{p, in}$<br>$P_{ASE}^-(L) = 0$ |

Notons qu'une seule variable  $P_s$  est suffisante pour représenter le signal d'un amplificateur, alors qu'on doit la dédoubler pour représenter les deux sens de la propagation dans un laser Fabry-Perot. Pour le laser Fabry-Perot, aucun signal n'est incident sur la fibre. Le simulateur utilise un signal fictif pour initier l'oscillation, après quoi les conditions aux limites du tableau 3.1 sont appliquées. La puissance de sortie  $P_{laser}$  est obtenue de la solution à l'équilibre par :

$$P_{laser} = P_s^+(L) \cdot (1 - R_2), \quad (30)$$

où  $R_2$  est la réflectivité du miroir de sortie.

### 3.7 Recherche itérative de la solution à l'équilibre

La méthode numérique employée pour trouver la distribution des puissances de la pompe, du signal et de l'ASE en fonction de la position  $z$  sur la fibre est une méthode dite de relaxation [5, 54]. Cette méthode numérique est spécialement adaptée à ce type de problème. Elle permet une résolution du problème en peu de temps et sa convergence est presque assurée [5]. Les étapes de l'algorithme sont les suivantes :

1. Les conditions à la limite  $z = L$  sont imposées aux modes se propageant vers  $z = 0$ . Une valeur initiale nulle est donnée aux autres variables.
2. Seule l'évolution des modes se propageant vers  $z = 0$  est calculée. On utilise une valeur nulle pour tous les autres modes dans les calculs.

3. En  $z = 0$ , les conditions à la limite sont appliquées aux modes se propageant vers  $z = L$ .
4. L'évolution des modes se propageant vers  $z = L$  est calculée. Pour fins de calcul, on utilise les puissances des modes se propageant vers  $z = 0$  trouvées à l'étape 2 ou 6.
5. En  $z = L$ , les conditions à la limite sont appliquées aux modes se propageant vers  $z = 0$ .
6. L'évolution des modes se propageant vers  $z = 0$  est calculée. Pour fins de calcul, on utilise les valeurs des modes se propageant vers  $z = L$  trouvées à l'étape 4.
7. Les étapes 3 à 6 sont reprises jusqu'à ce que le critère de convergence soit satisfait ou que le nombre maximal d'itérations soit atteint.

La convergence de l'algorithme est vérifiée à chaque itération en comparant la population du niveau fondamental avec celle obtenue à l'itération précédente. L'intégration des puissances dans leur sens de propagation réel rend l'algorithme très robuste. Aucun cas de divergence n'a jusqu'ici été rapporté. Toutefois, un algorithme plus robuste encore pourrait être implémenté si un tel cas pathologique se présentait [5].

Le modèle présenté dans ce chapitre a été implémenté en langage *Matlab*. Une interface graphique conviviale, rendant le programme très facile à utiliser a également été développée. Ce logiciel est présenté à l'annexe B. Comme le logiciel modélise l'ASE à l'aide de la méthode de la largeur de bande effective, il est de peu d'utilité pour le design d'amplificateurs en ligne. Par contre, sa simplicité et sa polyvalence le rendent très utile pour la conception d'amplificateurs de puissance et de lasers à fibre. Cette polyvalence est illustrée au chapitre suivant, où le logiciel est utilisé pour la modélisation d'amplificateurs à fibre de silice dopée à l'erbium et de lasers à fibre à double gaine.

## **CHAPITRE IV**

### **MODÉLISATION NUMÉRIQUE D'AMPLIFICATEURS ET DE LASERS À FIBRE**

Lors du design d'un amplificateur ou d'un laser à fibre, la démarche habituelle débute par le choix d'un modèle analytique ou numérique valide pour l'application visée. Le principal atout du simulateur présenté au chapitre précédent est sa grande polyvalence. Le simulateur peut donc être utilisé avantageusement en remplacement de la plupart des modèles analytiques particuliers à chaque application. On doit toutefois montrer que la validité des résultats fournis par le modèle numérique équivaut à celle des nombreux autres modèles que l'on retrouve dans la littérature. Ce chapitre n'est donc pas consacré aux dispositifs de verre fluoré, son objet étant la démonstration de la validité du modèle à l'aide de deux exemples particuliers. La première section traite de la modélisation d'un amplificateur à fibre de silice dopée à l'erbium, alors que la seconde aborde le cas d'un laser à fibre à double gaine dopée à l'ytterbium.

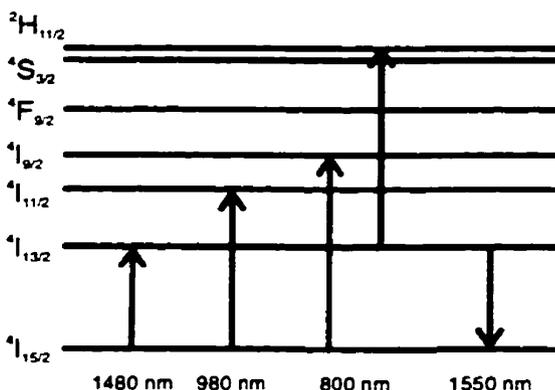
#### **4.1 Amplificateur à fibre dopée à l'erbium**

L'amplificateur à fibre de silice dopée à l'erbium (EDFA) est de loin le dispositif à fibre dopée qui a été le plus étudié au cours des dernières années [5, 39]. Les nombreux

modèles développés par différents auteurs en font le dispositif idéal pour une première validation des résultats du logiciel de modélisation présenté au chapitre précédent.

### ***Pompage à 800 nm et absorption par les états excités***

La figure 4.1 présente le diagramme des niveaux de l'erbium, ainsi que les principales transitions impliquées dans l'amplification de signaux dans la seconde fenêtre des communications optiques.



**Figure 4.1 :** Diagramme des niveaux de l'erbium et transitions pour l'amplification à 1,55  $\mu\text{m}$ .

Les premiers EDFA utilisaient un pompage à 800 nm, en raison de la disponibilité et du faible coût des diodes laser à cette longueur d'onde [5]. Comme en témoigne la figure 4.1, deux transitions contribuent à l'absorption de la pompe à 800 nm : l'absorption à partir de l'état fondamental (GSA) et l'absorption à partir d'un état excité (ESA). Les sources à 800 nm ont vite été remplacées par les diodes laser à 980 et 1480 nm, qui pompent l'erbium beaucoup plus efficacement [5]. Néanmoins, nous utilisons dans cette section l'exemple d'un EDFA pompé à 800 nm pour illustrer l'effet de l'ESA sur les performances de l'amplificateur et pour apprécier la polyvalence du logiciel.

### ***Modélisation et optimisation de l'amplificateur***

Pour valider le logiciel, nous tentons de reprendre les résultats obtenus par Bjarklev *et al.* [53]. Les données d'entrée de la simulation sont indiquées au tableau 4.1. Quatre niveaux sont considérés par le modèle :  $^4I_{15/2}$ ,  $^4I_{13/2}$ ,  $^4I_{9/2}$  et  $^2H_{11/2}$ . Le temps de vie du niveau  $^4I_{13/2}$  est 10,6 ms, alors que des temps de vie de 1 ns ont été utilisés pour les

niveaux  ${}^4I_{9/2}$  et  ${}^2H_{11/2}$ . La figure 4.2 compare nos résultats de modélisation avec ceux de Bjarklev. On remarque un excellent accord entre les deux modèles. La figure 4.2 illustre également comment le simulateur peut être utilisé pour déterminer la longueur optimale de fibre dopée pour une configuration et une puissance de pompe données. Dans le cas présent, cette longueur optimale est environ 15 m.

**Tableau 4.1** : Données d'entrée pour la modélisation d'un EDFA.

| Paramètre  | Valeur                                   |
|--|--|
| Longueur de la fibre   | 25 m                                     |
| Concentration en erbium                                      | $1,8 \times 10^{24}$ ions/m <sup>3</sup> |
| Ouverture numérique  | 0,18                                     |
| Rayon du coeur   | 2,5 $\mu$ m                              |
| Longueur d'onde de la pompe                                  | 800 nm                                   |
| Longueur d'onde du signal                                    | 1535 nm                                  |
| Temps de vie du niveau ${}^4I_{13/2}$                        | 10,6 ms                                  |
| $\sigma({}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2})$ à 800 nm      | $6,8 \times 10^{-22}$ cm <sup>2</sup>    |
| $\sigma({}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2H_{11/2})$ à 800 nm     | $1,36 \times 10^{-21}$ cm <sup>2</sup>   |
| $\sigma({}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2})$ à 1535 nm    | $7,0 \times 10^{-21}$ cm <sup>2</sup>    |
| $\sigma({}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2})$ à 1535 nm    | $7,0 \times 10^{-21}$ cm <sup>2</sup>    |
| Largeur de bande effective de l'émission spontanée à 1535 nm | 55 nm                                    |

### *Effet de l'absorption par les états excités*

La figure 4.3 montre l'effet de l'absorption de la pompe à 800 nm par les états excités sur les performances de l'amplificateur. L'absorption par les états excités produit une hausse de l'absorption de la pompe qui ne contribue pas au gain de l'amplificateur. Cette perte de puissance pompe réduit l'inversion de population à l'extrémité de la fibre, ce qui cause la réabsorption du signal. D'après la figure 4.3, malgré le fait que le gain global de l'amplificateur soit plus grand en absence d'ESA, le gain en début de fibre semble bénéficier de la présence de l'ESA. Cette observation s'explique par la saturation du gain en début de fibre causée par l'ASE en contre-propagation. Lorsque l'ESA est négligée, on n'observe pas de réabsorption du signal à l'extrémité de la fibre. Cette amélioration de la performance, bénéfique à l'amplification du signal, favorise également la croissance

de l'émission spontanée en contre-propagation en début de fibre. En d'autres termes, alors que le fait de négliger l'ESA améliore la performance globale de l'amplificateur, le gain en début de fibre est réduit par l'ASE en contre-propagation.

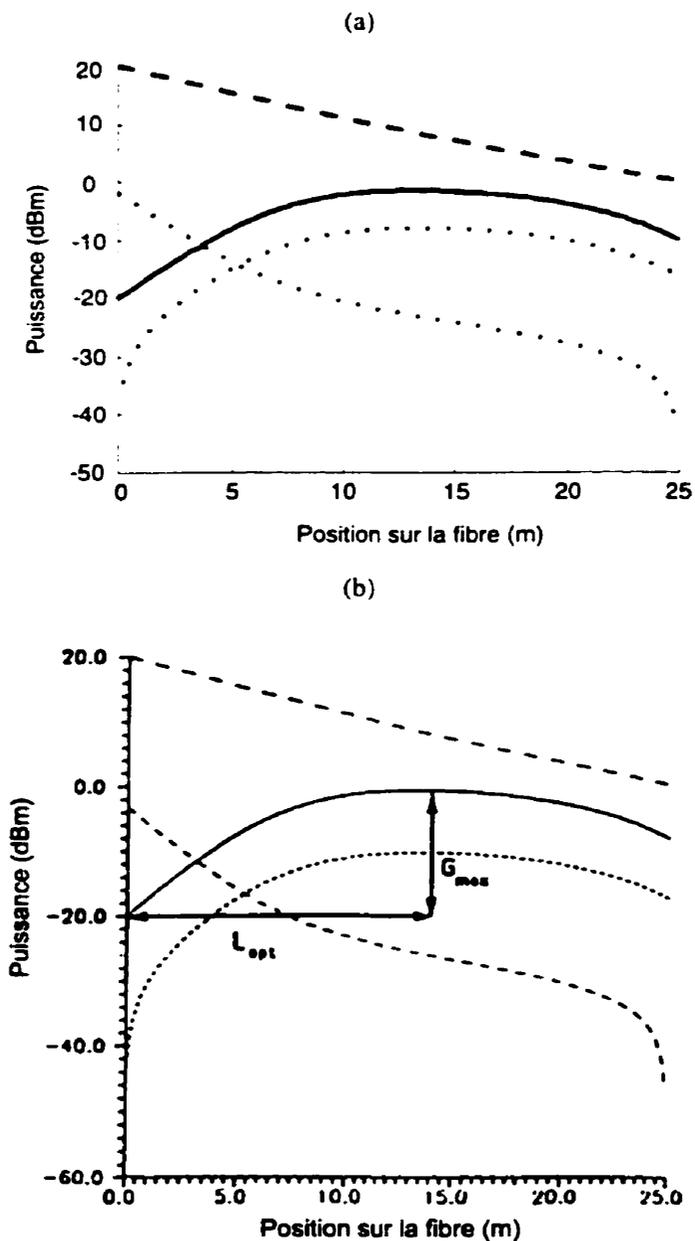


Figure 4.2 : Comparaison entre les résultats (a) de notre simulateur et (b) de ceux du modèle de Bjarklev pour un amplificateur à fibre dopée à l'erbium pompé à 800 nm (tiré de [53]). Pour les deux figures, la ligne en tirets longs représente la pompe, la ligne pleine est le signal, et les lignes pointillées représentent l'ASE se propageant vers les  $z$  positifs et négatifs.

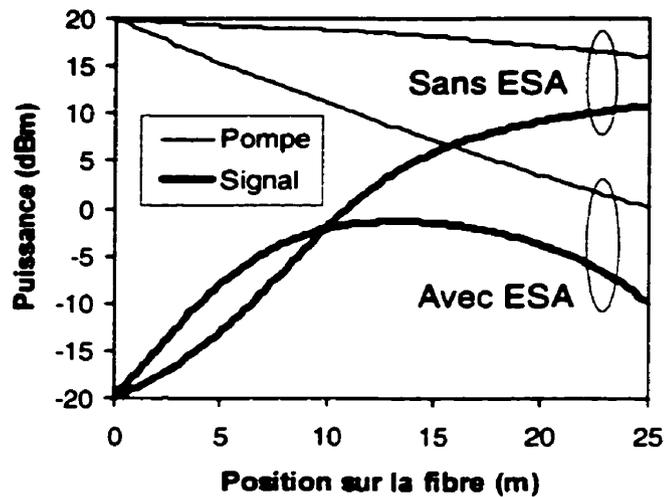


Figure 4.3 : Effet de l'ESA sur les performances d'un EDFA pompé à 800 nm.

#### *Effet du nombre de régions annulaires*

Pour évaluer l'effet du nombre de régions annulaires sur les résultats de simulation, nous reprenons la simulation dont les paramètres figurent au tableau 4.1. Nous utilisons cette fois une fibre de 15 m, soit environ la longueur optimale. Nous reprenons plusieurs fois la même simulation en faisant varier le nombre de régions annulaires dans le cœur dopé. Les frontières de ces régions sont choisies en divisant le rayon du cœur en segments égaux. La figure 4.4 montre le gain calculé en fonction du nombre de régions annulaires. On remarque que le gain calculé diminue de façon asymptotique avec le nombre d'anneaux. On peut conclure que dans ce cas, pour un nombre d'anneaux trop faible, le gain est surestimé. En augmentant le nombre d'anneaux, on augmente la précision des calculs près de l'interface cœur-gaine, et la saturation ou la réabsorption dans cette région est modélisée avec plus de précision. L'effet du nombre d'anneaux est toutefois marginal, l'erreur introduite en n'utilisant qu'une région annulaire (soit le cœur entier) étant de l'ordre de 0,4 dB.

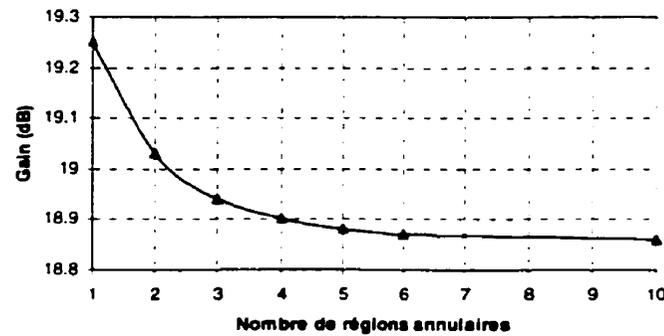


Figure 4.4 : Gain d'un EDFA calculé par le simulateur en fonction du nombre de régions annulaires.

## 4.2 Laser à fibre de puissance

Après avoir validé les résultats du simulateur pour un amplificateur à fibre, nous vérifions les résultats obtenus lors de la modélisation d'un laser à fibre. À cette fin, nous tentons de reproduire les résultats de modélisation d'un laser à fibre dopée à l'ytterbium obtenus par Kelson et Hardy [49].

### *Fibres à double gaine*

La puissance de sortie des lasers à fibre est souvent limitée par la puissance pompe qu'il est possible d'injecter dans le cœur. L'augmentation de la puissance des diodes lasers pompe se fait au détriment de leur qualité de faisceau, et par conséquent de l'efficacité d'injection dans une fibre monomode. Pour régler ce problème, on utilise des fibres dites à double gaine. Ces fibres ont un cœur monomode dopé dans lequel le signal est guidé et amplifié. À l'extérieur de ce cœur se trouve une première gaine, faite de verre non dopé, dans laquelle se propage la pompe. Une seconde gaine, d'indice inférieur à la première, permet le guidage du faisceau pompe dans la première gaine.

La première gaine a généralement une section plus grande que celle du cœur par plus de deux ordres de grandeur, ce qui permet l'utilisation de diodes laser à large faisceau pour le pompage optique. La propagation de la pompe est par contre fortement multimode, et son recouvrement avec le cœur dopé est très faible. Ce faible recouvrement entraîne une absorption réduite de la pompe. Ce type de fibre peut donc être utilisé seulement pour des systèmes spectroscopiques à quatre niveaux, pour lesquels le gain est positif même à

une faible puissance pompe. De plus, de grandes longueurs de fibre dopée doivent être utilisées pour parvenir à une utilisation optimale de la puissance injectée.

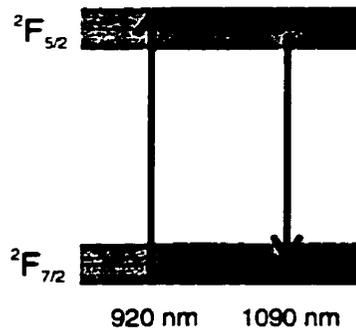
Alors que la propagation du signal dans une fibre à double gaine se fait de la même façon que pour une fibre monomode standard, la propagation de la pompe exige un traitement particulier. Puisque la gaine est fortement multimode à la longueur d'onde de la pompe, on utilise un modèle « tuyau de lumière ». On suppose que l'intensité lumineuse est uniforme dans la première gaine et nulle à l'extérieur. Dans le cas d'un cœur uniformément dopé, la portion de la surface du faisceau pompe qui est contenue dans une région annulaire dans le cœur de la fibre s'exprime :

$$\Gamma_{pompe} = \frac{A_{anneau}}{A_{gaine}}, \quad (31)$$

où  $A_{anneau}$  et  $A_{gaine}$  sont les surfaces de la région annulaire et de la première gaine, respectivement.

### *Spectroscopie de l'ytterbium*

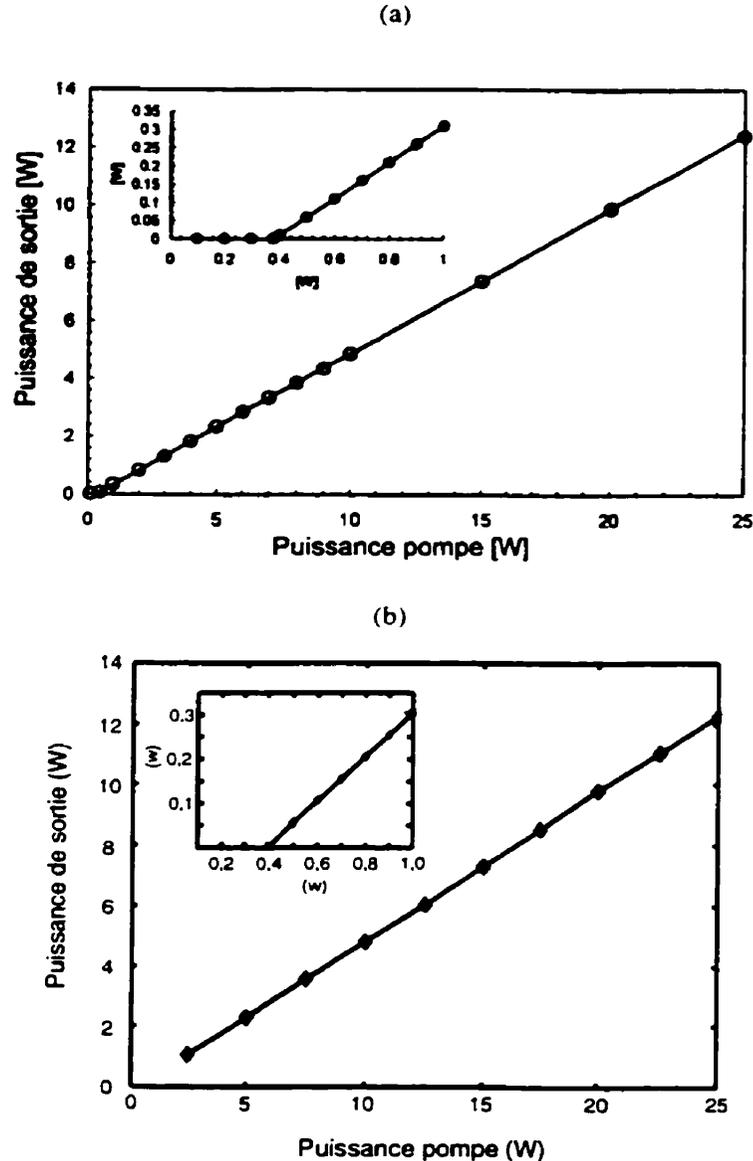
Le diagramme des niveaux d'énergie de l'ytterbium est présenté à la figure 4.5. Les niveaux  ${}^2F_{7/2}$  et  ${}^2F_{5/2}$  participent tous deux à l'absorption de la pompe et à l'amplification du signal.



**Figure 4.5 :** Diagramme des niveaux d'énergie de l'ytterbium.

### Résultats de simulation

Les paramètres de simulation utilisés par Kelson et Hardy figurent au tableau 4.2 [49]. Une puissance pompe de 20 W est injectée dans la première gaine d'une fibre à double gaine. Le modèle utilisé ne tient pas compte de l'ASE, qui est de toute façon négligeable pour cette application. Par contre, le modèle tient compte des pertes de propagation des faisceaux guidés. Ces pertes sont différentes pour le signal et pour la pompe. La figure 4.6 compare les résultats de simulation avec les résultats publiés.



**Figure 4.6 :** (a) Puissance de sortie d'un laser à fibre à double gaine dopée à l'ytterbium, d'après la référence [49]. (b) Résultats équivalents à ceux de (a), obtenus avec le simulateur décrit au chapitre III.

**Tableau 4.2** : Données d'entrée pour la modélisation d'un laser à fibre dopée à l'ytterbium.

| <b>Paramètre</b>                                     | <b>Valeur</b>                            |
|--|--|
| Longueur de la fibre                                 | 50 m                                     |
| Concentration en ytterbium                           | $4,0 \times 10^{25}$ ions/m <sup>3</sup> |
| Ouverture numérique du coeur                         | 0,10                                     |
| Rayon du coeur                                       | 4,0 $\mu$ m                              |
| Surface de la première gaine                         | 41700 $\mu$ m <sup>2</sup>               |
| Longueur d'onde de la pompe                          | 920 nm                                   |
| Longueur d'onde du signal                            | 1090 nm                                  |
| Temps de vie du niveau <sup>2</sup> F <sub>5/2</sub> | 1,0 ms                                   |
| Section efficace d'absorption (920 nm)               | $6,0 \times 10^{-21}$ cm <sup>2</sup>    |
| Section efficace d'émission (920 nm)                 | $2,5 \times 10^{-22}$ cm <sup>2</sup>    |
| Section efficace d'absorption (1090 nm)              | $1,4 \times 10^{-23}$ cm <sup>2</sup>    |
| Section efficace d'émission (1090 nm)                | $2,0 \times 10^{-21}$ cm <sup>2</sup>    |
| Réfectivité des miroirs                              | 90% et 4 %                               |
| Pertes de propagation (920 nm)                       | 0,013 dB/m                               |
| Pertes de propagation (1090 nm)                      | 0,022 dB/m                               |

Une fois de plus, on remarque un excellent accord entre les résultats de notre modèle et ceux d'un modèle reconnu spécifique à cette application. Sans être une preuve formelle de sa validité, ces deux exemples illustrent comment le simulateur développé dans le cadre de ce projet de maîtrise peut être appliqué à un grand nombre de dispositifs. Toutefois, rappelons que même si le logiciel permet de simuler une grande variété de dispositifs avec précision, on doit toujours garder son sens critique face aux résultats. Lors d'une première utilisation du simulateur, on devrait toujours tenter de valider les résultats fournis en les comparant à des résultats tirés de la littérature ou à une expérience.

## **CHAPITRE V**

### **MODÉLISATION D'UN LASER À FIBRE DOPÉE AU THULIUM ÉMETTANT À 455 NANOMÈTRES**

La démonstration expérimentale d'un laser à fibre de verre fluoré dopée au thulium émettant à 455 nm en régime continu a été faite en 1994 par un groupe de chercheurs français [34]. Depuis cette démonstration, ce type de laser n'a pas été étudié plus à fond, et ses paramètres n'ont pas été optimisés. Dans ce chapitre, nous analysons ce système spectroscopique complexe dans le but d'optimiser le dispositif. Étant donnée l'importance des processus de transfert non-radiatif d'énergie dans ce type de laser, le simulateur développé dans le cadre de ce projet de maîtrise n'a pas pu être utilisé pour modéliser le système. On a plutôt eu recours à un programme développé par Pierre Laperle. L'information contenue dans ce chapitre est d'ailleurs un résumé d'une publication conjointe [55].

Les deux premières sections traitent de la modélisation de ce type de laser et des paramètres spectroscopiques nécessaires aux calculs. Les résultats numériques sont comparés avec les résultats expérimentaux de Le Flohic *et al.* à la section 5.3.

Finalement, les deux dernières sections couvrent l'optimisation du laser à fibre et discutent de ses caractéristiques.

## 5.1 Modélisation du laser

### *Spectroscopie du thulium*

Un diagramme détaillé des niveaux du thulium dans le verre fluoré est présenté à la figure 5.1. Le laser est pompé par deux transitions à 645 nm. La première excite les ions  $\text{Tm}^{3+}$  du niveau fondamental au niveau  $^3\text{F}_2$ . Le niveau  $^3\text{F}_2$  est par la suite dépeuplé en faveur du niveau  $^3\text{F}_4$  par relaxation multiphonon. L'absorption d'un second photon de pompe porte les ions au niveau supérieur de la transition laser,  $^1\text{D}_2$ . L'émission stimulée à 455 nm a lieu entre les niveaux  $^1\text{D}_2$  et  $^3\text{H}_4$ .

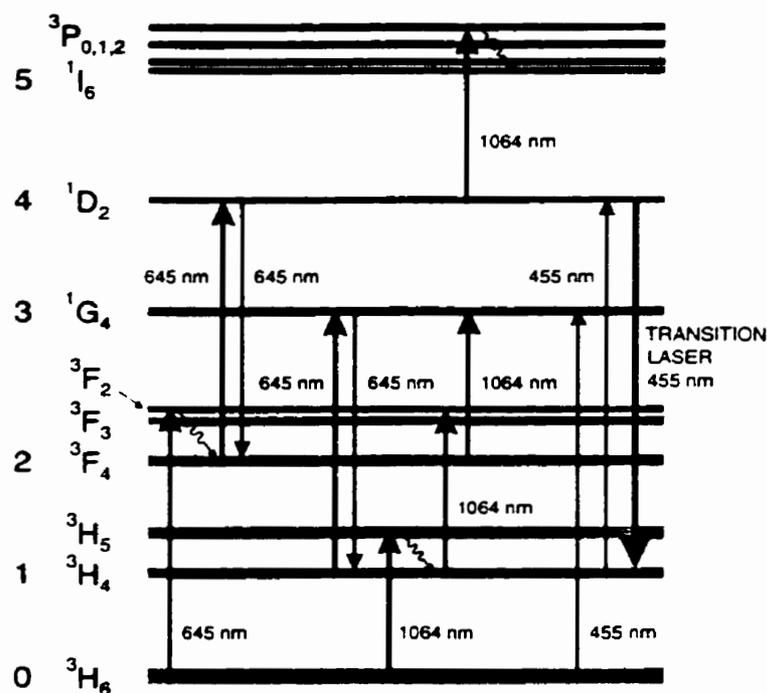


Figure 5.1 : Diagramme détaillé des niveaux du thulium. Les flèches ondulées désignent les transitions non-radiatives.

Puisque le temps de vie du niveau inférieur de la transition (environ 8,9 ms) est beaucoup plus grand que le temps de vie du niveau supérieur (environ 56  $\mu\text{s}$ ), on ne peut pas avoir d'inversion de population à l'équilibre. On dit qu'il y a autodestruction de l'inversion de

population<sup>\*</sup>. L'opération laser en régime continu est donc difficile, voire impossible, malgré l'absorption de la pompe à 645 nm qui dépeuple partiellement le niveau  $^3H_4$ . On a tenté de contourner ce phénomène de plusieurs façons, entre autres en co-dopant la fibre avec d'autres terres rares [56]. Toutefois, la seule approche expérimentale ayant permis l'oscillation laser en régime continu à 455 nm est le co-pompage à 1064 nm [34]. Comme le montre la figure 5.1, la population du niveau  $^3H_4$  est réduite par l'absorption de la pompe secondaire à 1064 nm ( $^3H_4 \rightarrow ^3F_2$ ).

Plusieurs autres transitions affectent la performance du laser. Le signal laser est absorbé par le niveau fondamental ( $^3H_6 \rightarrow ^1G_4$ ) et par le niveau inférieur de la transition laser ( $^3H_4 \rightarrow ^1D_2$ ). Aussi, deux transitions dépeuplent le niveau supérieur de la transition laser, soit l'émission stimulée à 645 nm ( $^1D_2 \rightarrow ^3F_4$ ) et l'absorption par les états excités à 1064 nm ( $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ ). La pompe secondaire est absorbée par l'état fondamental ( $^3H_6 \rightarrow ^3H_5$ ), ce qui diminue le bassin d'ions disponibles pour la pompe principale et congestionne le niveau inférieur de la transition laser. Finalement, une autre transition à 1064 nm ( $^3F_4 \rightarrow ^1G_4$ ) diminue l'efficacité du pompage à 645 nm en dépeuplant le niveau intermédiaire  $^3F_4$ .

### *Équations d'évolution*

Pour simplifier l'analyse du système spectroscopique, nous utilisons une approximation de relaxation non-radiative rapide des niveaux  $^3H_5$ ,  $^3F_{2,3}$ , et  $^3P_{0,1,2}$  jusqu'aux niveaux sous-jacents  $^3H_4$ ,  $^3F_4$  et  $^1I_6$ , respectivement. Le modèle comporte donc six niveaux de populations relatives  $n_0, n_1, \dots, n_5$  tel que l'illustre la figure 5.1. Puisque les effets de transfert non-radiatif d'énergie ne peuvent pas être négligés pour ce dispositif, on écrit les équations d'évolution complètes pour le système :

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} = & R_{01}n_0 - (R_{13} + R_{12} + W_{14} + A_{10}) \cdot n_1 + A_{21}n_2 + (R_{31} + A_{31}) \cdot n_3 \\ & + (A_{41} + W_{41}) \cdot n_4 + A_{51}n_5 + 2N_0X_{02}n_0n_2 + N_0X_{03}n_0n_3 \\ & + N_0X_{23}n_2n_3 + N_0X_{33}n_3^2 \end{aligned} \quad , \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_2}{dt} = & R_{02}n_0 + R_{12}\dot{n}_1 - (R_{24} + R_{23} + A_2) \cdot n_2 + A_{32}n_3 + (R_{42} + A_{42}) \cdot n_4 \\ & + A_{53}n_5 - N_0X_{02}n_0n_2 + N_0X_{03}n_0n_3 \\ & + 2N_0X_{04}n_0n_4 - N_0X_{23}n_2n_3 + N_0X_{33}\dot{n}_3^2 \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_3}{dt} = & W_{03}n_0 + R_{13}\dot{n}_1 + R_{23}\dot{n}_2 - (R_{31} + A_3) \cdot n_3 + A_{43}n_4 + A_{53}n_5 - N_0X_{03}n_0n_3 \\ & - N_0X_{23}n_2n_3 - 2N_0(X_{33} + X_{33}) \cdot n_3^2 \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_4}{dt} = & W_{14}n_1 + R_{24}n_2 - (R_{42} + R_{45} + W_{41} + A_4) \cdot n_4 + A_{54}n_5 - N_0X_{04}n_0n_4 \\ & + N_0X_{23}n_2n_3 + N_0X_{33}\dot{n}_3^2 \end{aligned} \quad (35)$$

et

$$\frac{dn_5}{dt} = R_{45}\dot{n}_4 - A_5n_5 + N_0X_{33}\dot{n}_3^2. \quad (36)$$

Ces cinq équations d'évolution sont utilisées conjointement avec l'équation de normalisation des populations :

$$n_0 + n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + n_5 = 1. \quad (37)$$

Dans les équations (32)-(36),  $A_y$  désigne les taux d'émission spontanée,  $W_y$  sont les taux de transition stimulée à la longueur d'onde du signal, tandis que  $R_y$  et  $R_y$  sont les taux de transition stimulée à 645 nm et 1064 nm, respectivement.

Le simulateur présenté au chapitre III ne tient compte que des termes linéaires des équations d'évolution. Il ne peut donc pas être utilisé pour résoudre le système (32)-(37). On a utilisé un modèle numérique similaire dédié à ce type de problème, développé par Pierre Laperle [55].

### Paramètres spectroscopiques

Le principal obstacle à la modélisation d'un tel laser à fibre est la détermination des paramètres spectroscopiques. Les nombreuses transitions présentes à chaque longueur d'onde rendent difficile la mesure des sections efficaces. De plus, le grand nombre de niveaux du thulium favorise le transfert d'énergie par relaxation croisée. Les mécanismes de transfert non-radiatif d'énergie figurant dans les équations (32)-(36) sont illustrés à la figure 5.2. Ces mécanismes de relaxation croisée sont divisés en deux catégories. La première catégorie comporte les mécanismes impliquant un ion au niveau fondamental, regroupés par l'accolade (a). La seconde catégorie, regroupée par l'accolade (b), se rapporte aux mécanismes impliquant deux ions excités et pouvant produire de la conversion de fréquence vers le bleu. Comme nous le verrons plus loin dans ce chapitre, ces deux catégories de mécanismes de relaxation croisée ont des effets différents sur les performances du laser à fibre.

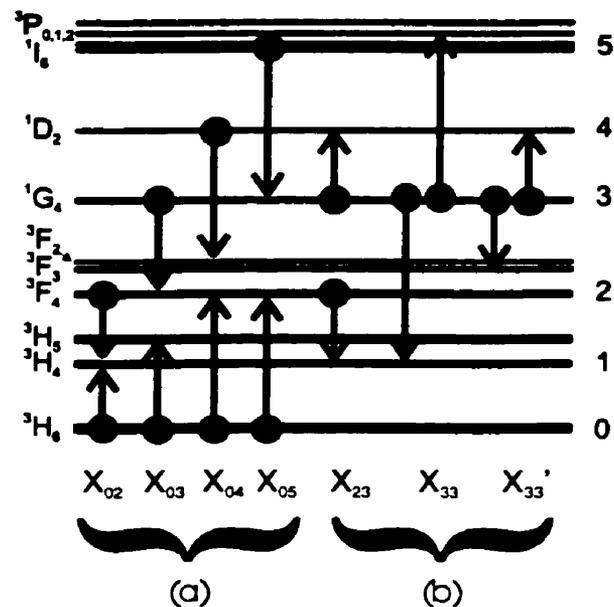


Figure 5.2 : Mécanismes de relaxation croisée dans le  $Tm^{3+}$  (d'après [33]).

L'ensemble des paramètres spectroscopiques nécessaires à la modélisation du laser a été minutieusement mesuré par Pierre Laperle [33, 55, 57]. Les temps de vie radiatifs des niveaux concernés, les sections efficaces des transitions et les taux de transfert non-radiatif d'énergie figurent aux tableaux 5.1, 5.2, et 5.3, respectivement. Seule la section

efficace de la transition ( $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ ) n'a pas été mesurée. Sa valeur a été déterminée par l'ajustement aux résultats expérimentaux de la référence [34].

**Tableau 5.1** : Temps de vie radiatifs des niveaux d'énergie du  $Tm^{3+}$  (d'après [33]).

| Temps de vie radiatif |         |
|-----------------------|---------|
| Niveau                | (ms)    |
| $^3H_4$               | 8.95    |
| $^3F_4$               | 1.544   |
| $^1G_4$               | 0.817   |
| $^1D_2$               | 0.0563  |
| $^1I_6$               | (0.102) |

**Tableau 5.2** : Sections efficaces des transitions radiatives à 455 nm, 645 nm, et 1064 nm dans le  $Tm^{3+}$ -ZBLAN (d'après [55]).

| Transition                          | $\sigma_a$                | $\sigma_e$                |
|-------------------------------------|---------------------------|---------------------------|
|                                     | ( $\times 10^{-25} m^2$ ) | ( $\times 10^{-25} m^2$ ) |
| $^3H_6 \rightarrow ^3F_2$ (645 nm)  | 0.009                     | -                         |
| $^3F_4 \rightarrow ^1D_2$ (645 nm)  | 3.91                      | 2.19                      |
| $^3H_4 \rightarrow ^1G_4$ (645 nm)  | 0.46                      | 0.45                      |
| $^3H_6 \rightarrow ^3H_5$ (1064 nm) | 0.05                      | -                         |
| $^3H_4 \rightarrow ^3F_2$ (1064 nm) | 2.10                      | -                         |
| $^3F_4 \rightarrow ^1G_4$ (1064 nm) | 0.042                     | -                         |
| $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ (1064 nm) | 1.83                      | -                         |
| $^1D_2 \rightarrow ^3H_4$ (455 nm)  | 5.01                      | 15.3                      |
| $^3H_6 \rightarrow ^1G_4$ (455 nm)  | 0.015                     | -                         |

**Tableau 5.3** : Taux de transfert non-radiatif d'énergie (d'après [55]).

| Mécanisme de transfert non-radiatif | Taux<br>( $\times 10^{-25}$ m <sup>3</sup> /s) |
|-------------------------------------|--|
| X <sub>02</sub>                     | 13.0   |
| X <sub>03</sub>                     | 80   |
| X <sub>04</sub>                     | 259  |
| X <sub>23</sub>                     | 480  |
| X <sub>33</sub>                     | 70   |
| X <sub>33</sub> '                   | 95   |

## 5.2 Comparaison avec l'expérience

Une équipe française a réalisé le premier laser à fibre dopée au thulium émettant à 455 nm en régime continu à température de la pièce [34]. Le milieu actif de ce laser était une fibre de verre fluoré dopée à 1000 ppm de Tm<sup>3+</sup>, placée dans une cavité optique formée de deux miroirs diélectriques. Les principaux paramètres du laser sont regroupés au tableau 5.4.

**Tableau 5.4** : Principaux paramètres du laser à fibre Tm<sup>3+</sup>-ZBLAN expérimental [34].

| Paramètre                       | Symbole | Valeur                                   |
|---------------------------------|---------|--|
| Ouverture numérique             | $NA$    | 0.21                                     |
| Rayon du cœur                   | $a$     | 1.5 $\mu$ m                              |
| Concentration de thulium        | $N_0$   | $1.6 \times 10^{25}$ ions/m <sup>3</sup> |
| Réfectivité du miroir d'entrée  | $R_1$   | 99%                                      |
| Réfectivité du miroir de sortie | $R_2$   | 80%                                      |

Le Flohic et ses collaborateurs ont utilisé deux fibres dopées de 1,5 m et 3,5 m de longueur, dans lesquelles ils ont injecté les deux pompes à 645 nm et 1064 nm. La figure 5.3 montre les puissances de sortie obtenues en fonction de la puissance de pompe à 645 nm injectée, pour une puissance pompe à 1064 nm de 104 mW. Les cercles désignent les

résultats obtenus avec une fibre de 1,5 m, tandis que les carrés représentent les résultats obtenus avec une fibre de 3,5 m.

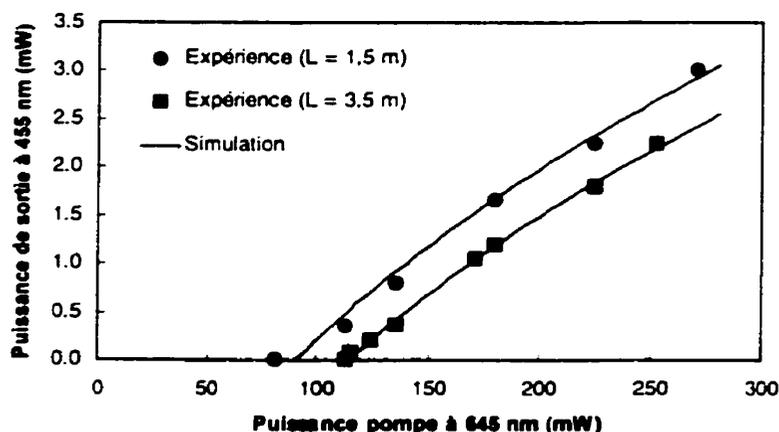
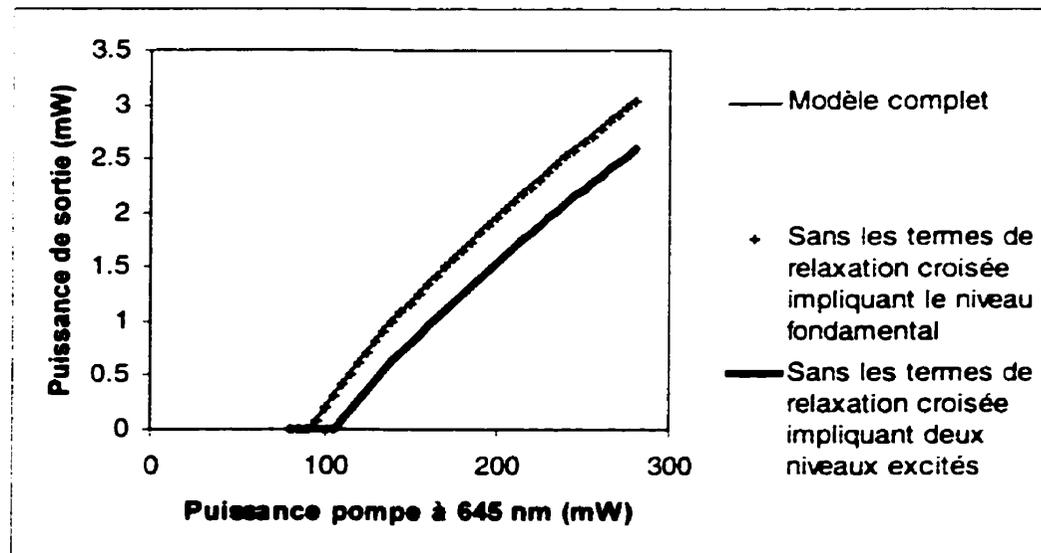


Figure 5.3 : Comparaison des résultats de simulation avec les résultats expérimentaux de LeFlohic *et al.* [34].

Nos résultats de simulation pour les deux longueurs de fibre sont représentés par une ligne pleine. Lors de la simulation, nous supposons que les deux miroirs sont parfaitement transparents aux longueurs d'onde de pompe. De plus, nous utilisons des pertes de propagation généralement observées dans ce genre de fibre, soit 0,2 dB/m à 455 nm, 0,1 dB/m à 645 nm, et 0,04 dB/m à 1064 nm. Les seuls paramètres ajustables lors des calculs sont les pertes de couplage suite à la réflexion du signal sur l'un des miroirs diélectriques. L'excellent accord avec l'expérience dont témoigne la figure 5.3 a été obtenu avec des pertes de couplage de 6 % par interface.

Lors de la mise au point du modèle, nous avons confirmé que toutes les transitions apparaissant à la figure 5.1 sont essentielles à la reproduction des résultats expérimentaux. En particulier, les trois transitions ( $^3H_6 \rightarrow ^3H_5$ ), ( $^3F_4 \rightarrow ^1G_4$ ) et ( $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ ) à 1064 nm influencent significativement l'efficacité différentielle du laser.

Il est intéressant d'utiliser le modèle pour comparer les effets des différents termes de relaxation croisée sur les performances du laser à fibre. La figure 5.4 illustre l'importance relative des termes de relaxation croisée impliquant un ion au niveau fondamental (figure 5.2a), par rapport à ceux impliquant deux ions excités (figure 5.2b).

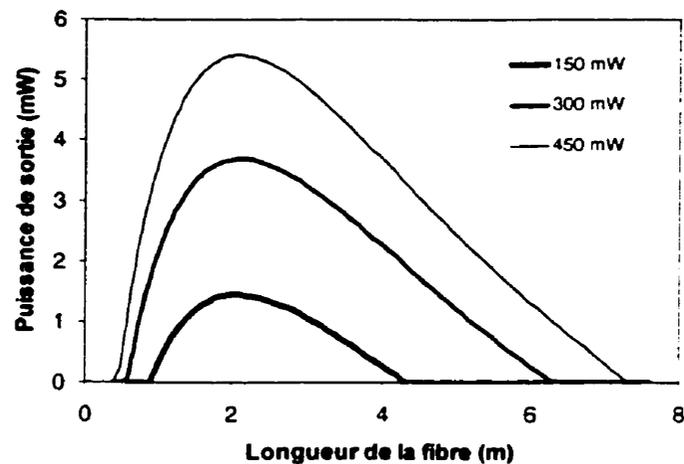


**Figure 5.4** : Effet des termes de relaxation croisée sur la puissance de sortie d'un laser Tm-ZBLAN émettant à 455 nm ( $L = 1,5$  m). Les catégories de termes de relaxation croisée sont définis à la figure 5.2 (tiré de [55]).

Les termes de relaxation croisée impliquant deux ions excités ont une très faible influence sur la puissance de sortie. Cet effet marginal peut s'expliquer par la faible population des niveaux excités du thulium par rapport à celle du niveau fondamental [55]. Par contre, les termes de relaxation croisée impliquant un ion au niveau fondamental ont un effet beaucoup plus important. Cette observation confirme l'importance des termes de relaxation croisée dans les équations (32)-(36). Nous avons comparé les résultats obtenus par le simulateur présenté au chapitre III avec ceux du modèle de Pierre Laperle *sans* les termes de relaxation croisée. Curieusement, les résultats des deux modèles ne concordent pas. L'excellent accord du modèle de Pierre Laperle avec les résultats expérimentaux nous font soupçonner que la précision du modèle développé dans le cadre de ce projet de maîtrise est insuffisante. Étant donné que ce dernier modèle est validé lorsqu'il est appliqué à des systèmes spectroscopiques plus simples, nous pouvons conclure que le traitement numérique employé est inadéquat pour modéliser ce type de laser à fibre. Malgré des efforts importants, la cause de ce désaccord entre les deux modèles n'a pu être identifiée.

### 5.3 Optimisation du laser à fibre

Nous utilisons maintenant le simulateur développé par P. Laperle pour optimiser les paramètres du laser à fibre expérimental de Le Flohic *et al.* L'effet de la longueur de la fibre sur la puissance de sortie du laser est illustré à la figure 5.5. La réflectivité du miroir de sortie est 80 % et la puissance injectée à 1064 nm est 104 mW. Des courbes sont tracées pour trois puissances pompes différentes. Ces trois courbes ont une forme semblable. Lorsque la fibre est très courte, le nombre d'ions excités est faible, de sorte que le gain non-saturé est inférieur aux pertes dans la cavité. Au-delà d'une certaine longueur seuil, la puissance de sortie augmente brusquement avec la longueur. Toutefois, pour des fibres très longues, le signal laser est réabsorbé par le niveau fondamental. Il y a alors décroissance presque linéaire de la puissance avec la longueur. Il est intéressant de noter que la longueur optimale de la fibre dopée dépend très faiblement de la puissance pompe.

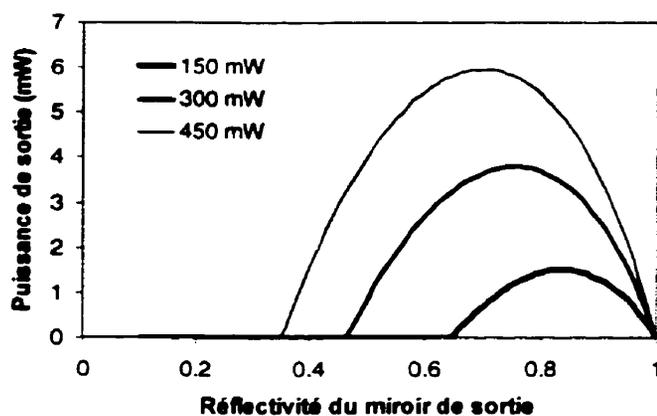


**Figure 5.5 :** Effet de la longueur de fibre dopée sur la puissance de sortie à 455 nm, pour différentes valeurs de puissance pompe à 645 nm. La puissance pompe à 1064 nm est 104 mW et la réflectivité du miroir de sortie est 80%.

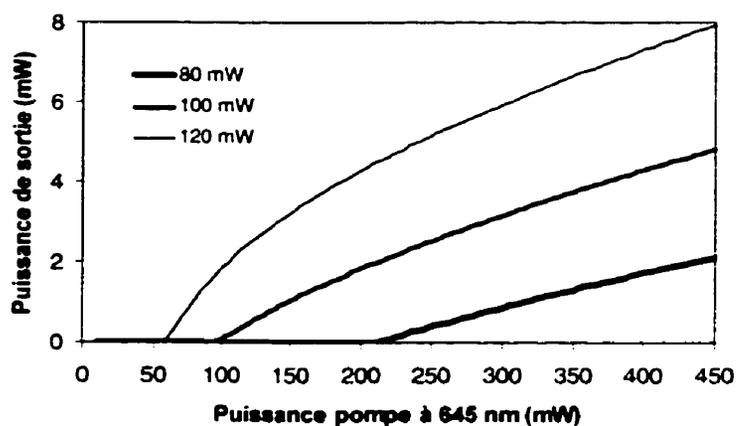
Un exercice similaire pour l'optimisation de la réflectivité du miroir de sortie est exécuté à la figure 5.6, pour une fibre de 2,1 m. On remarque que la réflectivité optimale diminue lorsque la puissance pompe, et par conséquent le gain, augmentent.

En troisième lieu, l'effet de la puissance de la pompe secondaire à 1064 nm est étudié à la figure 5.7. La longueur de la fibre est 2,1 m et la réflectivité du miroir de sortie est 80 %.

Pour une puissance pompe à 645 nm donnée, une modeste augmentation de l'injection de pompe à 1064 nm produit une augmentation significative de la puissance de sortie et une diminution du seuil. Cette influence marquée peut s'expliquer par les deux transitions ( ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_5$ ) et ( ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_2$ ) peuplant le niveau intermédiaire du pompage à 645 nm. En se référant aux données du tableau 5.2, on constate que les sections efficaces d'absorption de ces deux transitions à 1064 nm sont beaucoup plus grandes que la section efficace d'absorption à partir de l'état fondamental à 645 nm. L'absorption de la pompe secondaire favorise ainsi l'efficacité de la pompe principale.



**Figure 5.6 :** Effet de la réflectivité du miroir de sortie sur la puissance de sortie du laser, pour différentes valeurs de puissance pompe à 645 nm. La puissance pompe à 1064 nm est 104 mW et la longueur de la fibre dopée est 2,1 m.



**Figure 5.7 :** Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance pompe à 645 nm, pour différentes valeurs de la puissance pompe à 1064 nm. La longueur de la fibre est 2,1 m et la réflectivité du miroir de sortie est 80%.

## 5.4 Discussion

La modélisation et l'optimisation du laser à fibre à 455 nm nous ont permis de déceler deux handicaps majeurs à ce dispositif. Le premier de ces handicaps est l'autodestruction de l'inversion de population, causé par un temps de vie du niveau inférieur de la transition laser supérieur au temps de vie du niveau supérieur. Ce phénomène empêche totalement l'oscillation laser en régime continu en l'absence d'une pompe secondaire à 1064 nm. Le second handicap est la faible section efficace d'absorption du premier photon de pompe à 645 nm, qui entraîne une très faible efficacité de conversion de la pompe. L'analyse du système spectroscopique et l'optimisation du dispositif nous ont permis d'identifier deux mécanismes améliorant l'efficacité de conversion de la pompe à 645 nm en peuplant le niveau intermédiaire de pompage,  $^3F_4$ . Le premier mécanisme est la relaxation croisée, favorisée par la forte population du niveau fondamental. La figure 5.2 montre que certains de ces mécanismes catalysent le peuplement du niveau  $^3F_4$ . Le second mécanisme provient du co-pompage à 1064 nm. Comme l'illustre la figure 5.1, en plus d'évider le niveau inférieur de la transition laser, l'absorption de la pompe secondaire porte ces ions au niveau  $^3F_2$ , qui relaxent ensuite au niveau  $^3F_4$ . De plus, l'absorption au niveau fondamental de la pompe secondaire assiste la pompe principale pour peupler les niveaux supérieurs. Il serait intéressant de pousser l'étude de l'effet du co-pompage à 1064 nm. En particulier, les performances du laser fortement pompé à 1064 nm auraient avantage à être calculées.

En conclusion, nous avons montré comment l'approche théorique développée au chapitre II permet de modéliser avec succès un système spectroscopique complexe comme un laser à fibre émettant à 455 nm. La modélisation du dispositif a permis de mettre en relief l'importance de certains processus de relaxation croisée et du co-pompage à 1064 nm sur les performances du laser. De plus, à l'aide du modèle de P. Laperle, les principaux paramètres du laser peuvent être choisis pour optimiser la puissance de sortie à 455 nm.

## **CHAPITRE VI**

### **FIBRES DE VERRE FLUORÉ MONOMODES**

Ce chapitre traite de certains aspects particuliers de la manipulation et de l'utilisation de fibres de verre fluoré monomodes. La maîtrise de l'utilisation de ces fibres en laboratoire a exigé l'établissement de procédures standardisées afin d'augmenter la fiabilité et la reproductibilité des manipulations. En ce sens, même si le contenu de ce chapitre est davantage technologique que scientifique, il représente une contribution appréciable au développement futur de composants à l'INO et au COPL.

La première section décrit les particularités des fibres de verre fluoré au niveau de leur composition chimique et de leurs propriétés mécaniques et géométriques. La section 6.2 décrit différentes opérations de base effectuées sur les fibres, soit le dégainage, le polissage et le clivage. En troisième lieu, on présente une méthode d'épissure mécanique développée spécialement pour les fibres de verre fluoré monomodes.

## 6.1 Fibres optiques de verre fluoré

### *Composition et fabrication*

Les verres fluorés se distinguent de la silice entre autres par leur grande sensibilité à la cristallisation. Les verres fluorés à base de fluorure de zirconium, en particulier le ZBLAN, sont particulièrement stables et peuvent être utilisés pour la fabrication de fibres optiques.

De façon générale, la fabrication des verres fluorés exige un contrôle très strict de plusieurs paramètres, notamment la pureté des constituants de base, la composition des matériaux entrant en contact avec le verre fondu, la température, et l'atmosphère ambiante. En particulier, on doit éviter tout contact entre le verre fluoré et l'eau. Pour éviter toute contamination et réduire les risques de cristallisation, on fabrique les verres fluorés sous atmosphère amorphe ou fluorée [36].

### *Propriétés géométriques et mécaniques*

Ces contraintes se répercutent sur la fabrication des préformes et des fibres. La fabrication d'une préforme comporte plusieurs étapes où les verres de la gaine et du cœur sont successivement versés dans un moule [36, 38]. Cette méthode de fabrication a plusieurs conséquences. Premièrement, les préformes de verre fluoré sont beaucoup plus courtes que les préformes de silice, obtenues avec des méthodes de déposition de matériaux en phase vapeur (VAD, MCVD, etc.). Les fibres étirées sont donc également plus courtes, ce qui explique en partie le coût élevé des fibres de verre fluoré. L'utilisation d'un moule engendre également un mauvais alignement géométrique du cœur par rapport à la gaine, ce qui complique l'épissure des fibres de verre fluoré.

Avant d'être étirées, les préformes de silice sont habituellement polies à l'aide d'une torche. Ce polissage par flamme réduit considérablement les défauts de surface sur la préforme, et par conséquent sur la fibre. Pour des raisons de stabilité chimique et vitreuse, cette technique ne peut être utilisée sur les préformes de verre fluoré. On a recours à d'autres méthodes de polissage, chimiques ou mécaniques, qui sont moins

performantes. Les défauts de surface résultant contribuent à la très grande fragilité de ces fibres aux propriétés mécaniques intrinsèques déjà pauvres par rapport à celles de la silice [58].

En résumé, malgré les propriétés théoriques fort intéressantes des verres fluorés, la fabrication de fibres à partir de ces verres est encore une technologie immature, et l'utilisation de telles fibres présente plusieurs inconvénients.

## **6.2 Manipulation des fibres de verre fluoré**

Pour réaliser un amplificateur ou un laser à l'aide d'une fibre de verre fluoré dopée, on doit prévoir la jonction de cette fibre avec d'autres éléments optiques. L'injection d'un faisceau pompe, ou encore l'ajout d'un miroir diélectrique en butée à l'extrémité de la fibre requièrent une préparation adéquate de la surface de la fibre. Deux techniques peuvent être utilisées à cette fin : le clivage et le polissage. Avant de procéder au clivage ou au polissage, on doit d'abord retirer la gaine protectrice de la fibre optique. Cette opération s'appelle le dégainage.

### ***Dégainage***

La gaine optique de la plupart des fibres optiques est recouverte d'une gaine protectrice de polymère. Pour les fibres de silice, cette gaine est retirée à l'aide de pinces à dénuder ou encore en utilisant un solvant particulier, le dichlorométhane. Dû à leurs pauvres propriétés mécaniques, il est impossible de dégainer une fibre de verre fluoré monomode avec des pinces. On doit donc recourir au dégainage chimique. Le dégaineur chimique le plus efficace est celui fabriqué par *Le Verre Fluoré*. On applique ce liquide visqueux sur la partie de la fibre à dénuder, puis on retire la gaine protectrice avec un papier à lentille. Malheureusement, le dégaineur de *Le Verre Fluoré* a une durée de vie de six mois et est très dispendieux. Le dichlorométhane est une solution alternative plus abordable, mais aussi moins efficace. Pour dégainer une fibre à l'aide de ce produit, il est recommandé dans un premier temps de retirer une partie du revêtement de polymère à l'aide d'un scalpel, pour accélérer l'action du solvant. On doit ensuite faire tremper la région de la fibre à dénuder dans le solvant durant 5 à 20 minutes. Un papier à lentille ne

suffit généralement pas à retirer la gaine ramollie. On doit utiliser des pinces à dénuder pour retirer délicatement la gaine protectrice, en prenant bien soin de ne pas toucher à la gaine optique avec l'outil, sans quoi la fibre risque de se rompre. Lors du trempage de la fibre, le dichlorométhane pénètre entre la gaine protectrice et la gaine optique par capillarité. Il est donc difficile de limiter la longueur de gaine protectrice affectée par le solvant.

### ***Capillaires et polissage***

Le polissage est une première technique de préparation de la surface de l'extrémité d'une fibre de verre fluoré. Le polissage se fait en déplaçant l'extrémité de la fibre perpendiculairement à une surface rugueuse. On utilise pour ce faire le même équipement que celui généralement utilisé pour le polissage de connecteurs de fibres de silice. Quelques modifications doivent toutefois être apportées à cette procédure. Tout d'abord, on ne peut pas polir les fibres de verre fluoré dans l'eau. On déverse plutôt de l'isopropanol sur le papier émeri avant de polir la fibre. De plus, il est difficile de connecter des fibres de verre fluoré. En effet, le diamètre interne des férules des connecteurs FC est adapté au diamètre précis des fibres de silice monomodes, soit 125  $\mu\text{m}$ . Le diamètre des fibres de verre fluoré que nous avons utilisées est moins rigoureusement contrôlé, de sorte que ces férules sont inutilisables. Nous avons plutôt utilisé des capillaires métalliques ayant un diamètre interne de 130  $\mu\text{m}$ <sup>2</sup>. La procédure de capillarisation des fibres de verre fluoré est illustrée à la figure 6.1.

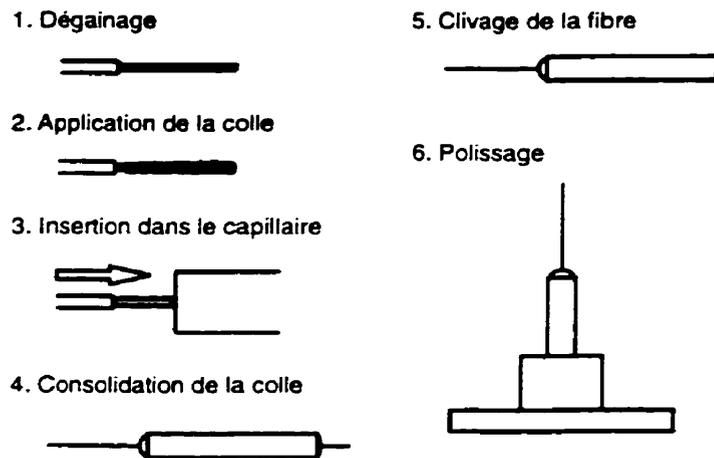
La première étape de la capillarisation d'une fibre de verre fluoré est le dégainage de la fibre sur une longueur légèrement supérieure à celle du capillaire. Le procédé d'usinage des capillaires n'étant pas adapté à cette application, on doit nettoyer l'intérieur du tube à l'aide d'une fibre métallique<sup>3</sup>, puis vérifier la qualité du joint en insérant une fibre de

---

<sup>2</sup> Les capillaires métalliques proviennent de chez *MicroGroup, Inc.*

<sup>3</sup> Les fibres métalliques utilisées proviennent de chez *Fiber Instrument Sales (Flexible Piano Wire, no de pièce F1-8265).*

silice dénudée. La portion dégainée de la fibre de verre fluoré est ensuite recouverte d'une petite quantité de colle *Epoxy 5 minutes*, puis insérée délicatement dans le capillaire jusqu'à ce que la gaine protectrice de la fibre entre en butée contre le capillaire. Cette dernière opération est très critique. On doit éviter de tirer sur la fibre, car elle se rompt à la moindre contrainte en traction dans le capillaire. Une fois la colle complètement sèche, on clive l'extrémité de la fibre sortant du capillaire avec une lame de saphir. Une rondelle de polissage adaptée au diamètre externe du capillaire a été fabriquée à l'INO. On peut utiliser un papier émeri grossier pour poncer le résidu de colle à l'extrémité du capillaire. Une fois le métal atteint, on réduit progressivement le grain du papier, comme pour le polissage de connecteurs FC.



**Figure 6.1** : Procédure de capillarisation d'une fibre de verre fluoré monomode.

La surface polie peut être examinée à l'aide d'un microscope à connecteur<sup>7</sup> pour en vérifier la qualité. Lors de l'insertion de la fibre enduite de colle, une bulle d'époxy est éjectée du capillaire. Cette bulle réduit les contraintes appliquées sur la portion dégainée (et très fragile) de la fibre, et rend la fibre capillarisée relativement robuste.

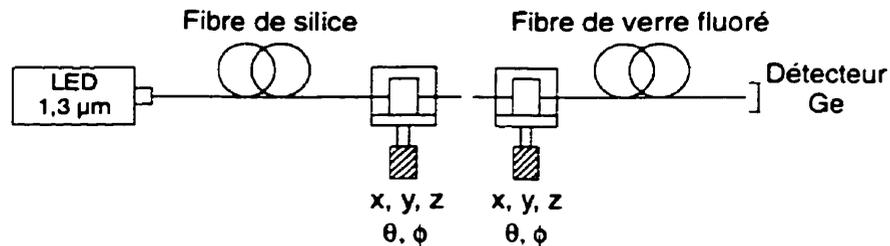
### ***Clivage***

Le clivage est une solution alternative au polissage. On clive une fibre de verre fluoré de la même façon qu'une fibre de silice, en utilisant une cliveuse automatique de marque *York*. La fibre est d'abord dégainée, puis nettoyée avec de l'isopropanol ou du méthanol.

La fibre de verre fluoré doit être d'assez bonne qualité pour résister à la pression exercée par les pinces de la cliveuse. La tension de la cliveuse doit également être réduite par rapport à celle employée pour cliver des fibres de silice. Si la tension est trop forte, la fibre risque de se rompre avant que la lame ne l'atteigne. Si par contre la tension est trop faible, la fibre sera coupée, et non clivée par la lame. Quelques tests doivent être effectués pour ajuster la tension de la cliveuse. La tension nécessaire dépend de la qualité de la lame. Généralement, une cliveuse effectuant de bonnes clives sur des fibres de silice avec une tension de 200 g produira de bonnes clives sur des fibres de verre fluoré avec une tension d'environ 120 g.

### ***Comparaison des méthodes***

Le clivage d'une fibre optique est beaucoup plus rapide que son polissage. Toutefois, l'observation des fibres clivées aux binoculaires révèle que la trace de la lame de la cliveuse est assez importante. On a comparé la qualité des extrémités clivées et polies d'une fibre de verre fluoré à l'aide du montage illustré à la figure 6.2.



**Figure 6.2 :** Montage de comparaison de la qualité des extrémités clivées et polies d'une fibre de verre fluoré.

La manipulation consiste à mesurer les pertes de transmission entre une fibre de silice et une fibre de verre fluoré. La source est une diode électroluminescente (LED) émettant autour de  $1,3 \mu\text{m}$  et la puissance transmise est mesurée par un détecteur de germanium Newport. Les deux fibres sont alignées dans l'air libre à l'aide de positionneurs Newport UltrAlign à 5 degrés de liberté. Les pertes de transmission à la jonction entre les deux fibres lorsque la fibre de verre fluoré est capillarisée et polie sont de 0,84 dB, alors qu'elles s'élèvent à 1,71 dB lorsque la fibre est clivée. Pour cette manipulation, des pertes supplémentaires de près de 1 dB sont donc attribuables à la clive.

### 6.3 Épissure mécanique des fibres de verre fluoré monomodes

La plupart des lasers à fibre de verre fluoré expérimentaux utilisent des composants optiques conventionnels. La pompe est injectée dans la fibre dopée à l'aide d'un objectif de microscope, et la cavité optique est formée de miroirs diélectriques en butée sur la fibre. Ce type de laser, rencontré fréquemment dans les laboratoires, revêt quelques désavantages. Les composants optiques conventionnels sont sujets au désalignement, de sorte qu'il est difficile d'obtenir des résultats reproductibles d'une journée à l'autre. De plus, l'usage de composants volumiques élimine plusieurs avantages potentiels des lasers à fibre. Le remplacement des composants volumiques par des composants tout fibre, en plus d'éviter de nombreuses procédures d'alignement, rend le dispositif actif plus robuste et permet des mesures d'une meilleure reproductibilité. L'usage de composants tout fibre avec une fibre de verre fluoré dopée nécessite une procédure de jonction entre deux fibres. On appelle épissure<sup>o</sup> la jonction permanente entre deux fibres optiques.

#### *Pertes de couplage aux épissures*

Afin d'évaluer théoriquement les pertes de couplage à une épissure, on utilise l'approximation gaussienne pour le mode  $LP_{01}$  [59] :

$$P(r) = P_0 \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right), \quad (38)$$

où  $P_0$  est la puissance crête du mode et  $w$  est le *rayon du mode*. Le rayon du mode fondamental dépend de la fréquence normalisée  $V$  et est donné approximativement par [59] :

$$\frac{w}{a} = 0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6}. \quad (39)$$

La figure 6.3 montre une épissure formée de deux fibres de rayons de mode  $w_1$  et  $w_2$ . Le coefficient de transmission de puissance d'une telle épissure est donné par [59] :

$$T = \left( \frac{2w_1 w_2}{w_1^2 + w_2^2} \right)^2. \quad (40)$$



**Figure 6.3** : Épissure entre deux fibres différentes et parfaitement alignées.

La relation (40) montre que la limite théorique de la transmission dans une épissure est fixée par les rayons des modes des fibres jointes. Les pertes à une épissure sont minimisées lorsque les rayons des modes des fibres jointes sont égaux. En plus de la correspondance des rayons des modes, les pertes aux épissures sont sensibles aux désalignements angulaire et latéral. Les pertes ne sont toutefois pas grandement affectées par l'espacement longitudinal entre les fibres, en autant que celles-ci baignent dans un milieu d'indice voisin de l'indice effectif de la fibre.

La théorie sous-jacente à l'équation (40) suppose que les indices des deux fibres jointes sont égaux. Des pertes de Fresnel doivent donc être déduites de la transmission obtenue de (40) dans le cas de deux fibres de compositions différentes. Puisque l'indice du ZBLAN est voisin de celui de la silice, ces pertes de Fresnel sont habituellement négligeables.

### ***Différentes techniques d'épissure***

Plusieurs techniques d'épissure, répondant à différents besoins, ont été développées pour les fibres de silice. La technique engendrant les plus faibles pertes est l'épissure par fusion. Une fois les fibres alignées, un arc électrique est généré près de l'extrémité des fibres. Le verre entre en fusion, puis les fibres sont jointes. Une fois le verre refroidi, les fibres se trouvent à être « soudées ». Une telle épissure permanente permet la jonction de deux fibres identiques avec moins de 0,15 dB de pertes. Malheureusement, on ne peut fusionner une fibre de verre fluoré avec une fibre de silice, les points de fusion des deux matériaux étant fort différents.

L'épissure réversible la plus utilisée avec les fibres de silice est la connectorisation. Cette technique consiste à intégrer la fibre dans un connecteur dont la fêrûle est soigneusement polie. Ces connecteurs peuvent être joints l'un à l'autre en les vissant sur des adaptateurs appropriés. Il existe sur le marché des adaptateurs pour fibre nue<sup>7</sup>, c'est-à-dire des montures permettant de joindre une fibre nue à un connecteur véritable. Ces adaptateurs permettent d'approcher les très faibles pertes engendrées par la jonction de deux connecteurs de qualité. Pour évaluer la possibilité de connectoriser une fibre de verre fluoré, nous avons utilisé un tel adaptateur dans le montage illustré à la figure 6.4. La fibre de verre fluoré utilisée dans le montage (b) de la figure est une fibre monomode dopée à l'erbium de la compagnie KDD. Les deux extrémités de la fibre de verre fluoré sont clivées. Les pertes à la jonction des deux fibres sont de 12,6 dB. Ces pertes inacceptables sont sans doute dues à la mauvaise qualité de la clive et au mauvais alignement géométrique du cœur par rapport à la gaine de la fibre de verre fluoré.

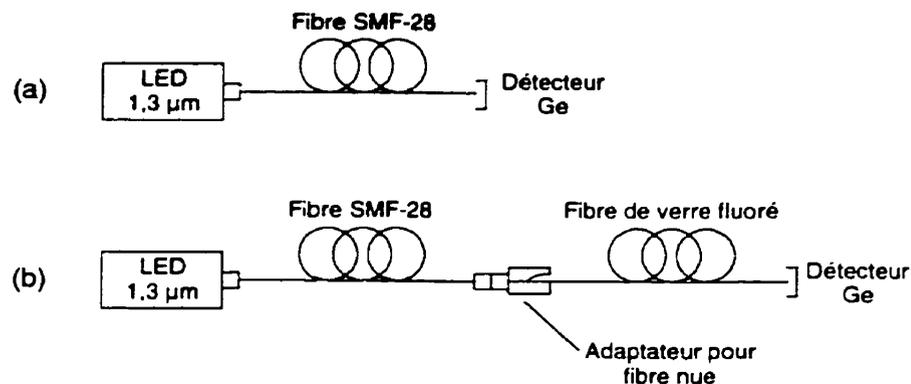


Figure 6.4 : Montage d'évaluation des pertes engendrées par une fibre de verre fluoré connectorisée.

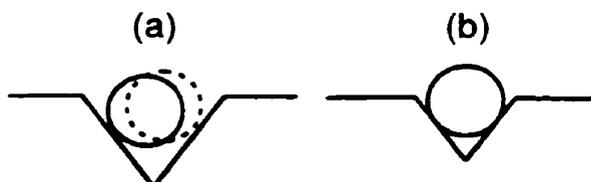
Les méthodes d'épissure utilisées avec les fibres de silice ne peuvent donc pas être employées avec les fibres de verre fluoré monomodes. Nous avons mis au point une méthode d'épissure spécialement conçue pour cette application : l'épissure mécanique dans une rainure en U.

### *Épissure mécanique dans une rainure en U*

Le principe de l'épissure mécanique dans une rainure en U est illustré à la figure 6.5a. Les cœurs des deux fibres à joindre sont alignés dans une rainure usinée grossièrement

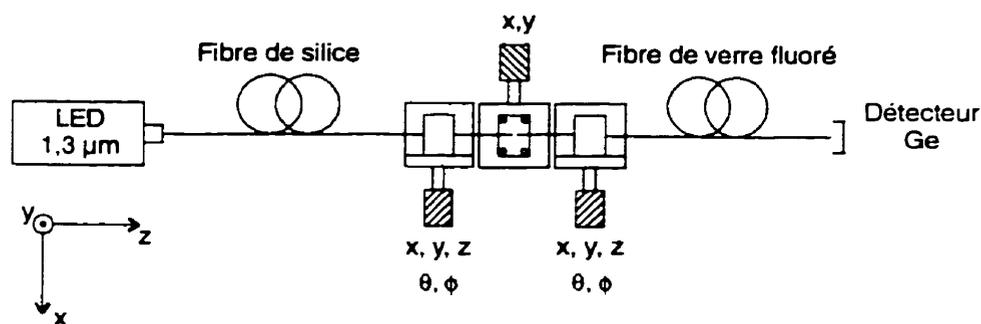
sur un bloc d'aluminium. Les dimensions de la rainure sont suffisamment grandes pour que les gaines des fibres ne soient pas alignées. L'espace résiduel entre les fibres et les parois de la rainure est comblé par de la colle polymérisable à l'UV.

La distinction entre rainure en U et rainure en V est importante. Une rainure en V sert à aligner deux fibres en alignant leurs gaines. Les dimensions de la rainure sont comparables à celles de la fibre, de sorte que la gaine s'appuie sur les parois de la rainure (voir figure 6.5b).



**Figure 6.5 :** (a) Schéma de principe d'une épissure mécanique dans une rainure en U. (b) Schéma de principe d'une épissure mécanique dans une rainure en V.

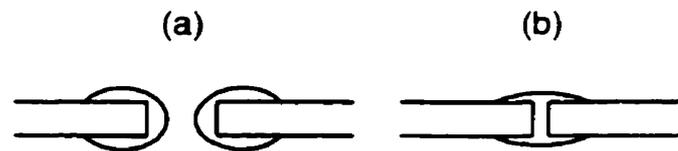
Le montage permettant de réaliser une telle épissure est illustré à la figure 6.6. Les fibres à joindre sont nettoyées, clivées puis fixées dans des supports à rainure en V *Newport 561-FH*, eux-mêmes posées sur des positionneurs *Newport UltraAlign* à 5 degrés de liberté. La monture maison sur laquelle est usinée la rainure en U est fixée à un troisième positionneur *Newport* se déplaçant en  $x$  et en  $y$ .



**Figure 6.6 :** Montage d'épissure mécanique dans une rainure en U.

La première étape de la procédure consiste à aligner les fibres l'une par rapport à l'autre à quelques millimètres au-dessus de la monture maison. L'alignement est optimisé à l'aide d'une LED à  $1,3 \mu\text{m}$  et d'un détecteur de germanium. L'optimisation de la puissance

transmise nous assure un bon alignement des cœurs, peu importe leurs positions dans la gaine optique. Une fois cet alignement préliminaire complété, on dépose une très petite quantité de colle optique *Norland NOA 61* aux deux extrémités des fibres à joindre. À l'aide de binoculaires, on s'assure que la quantité de colle n'est pas trop grande, puis on approche les fibres. La bulle de colle devrait alors ressembler au schéma de la figure 6.7b. On réaligne ensuite de façon définitive les fibres en optimisant la puissance transmise. Cet alignement sera d'autant plus facile que la quantité de colle sera petite. La puissance transmise devrait être supérieure à celle mesurée lorsque les fibres sont à l'air libre. En effet, la colle a un indice de réfraction voisin de celui du verre. De plus, sa viscosité réduit l'effet des vibrations et des courants d'air sur le mouvement des fibres et rend l'alignement plus stable. Une fois les fibres bien alignées dans la bulle de colle, on polymérise la colle à l'aide d'une lampe UV. Les fibres restent alors alignées indéfiniment. Toutefois, la colle ne suffit pas à retenir les fibres ensemble. La rainure en U sert à solidifier cette jonction. Dans un premier temps, on remplit la rainure de colle optique. À l'aide des binoculaires, on aligne ensuite la rainure avec les fibres jointes.



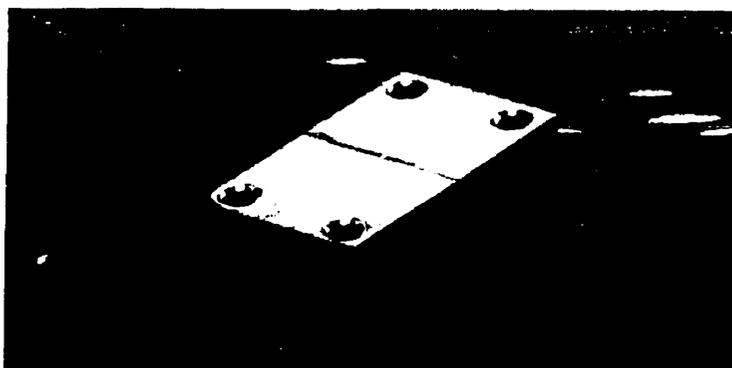
**Figure 6.7 :** (a) Colle optique aux extrémités des fibres. (b) Fibres jointes par la bulle de colle.

Cet alignement se fait à l'aide du positionneur de la monture de la rainure, et non avec ceux positionnant les fibres. Ensuite, la monture de la rainure est élevée très progressivement pour submerger les fibres dans la colle. La puissance transmise par l'épissure submergée est souvent plus élevée que lorsque les fibres sont suspendues par les supports *Newport*. Cette augmentation de la qualité de l'épissure s'explique par la réduction des contraintes mécaniques causées par le poids des fibres, ainsi qu'une correction du désalignement angulaire de l'épissure. La dernière étape de l'épissure est la polymérisation de la colle à l'UV. Les fibres peuvent ensuite être retirées des supports *Newport*.

### ***Résultats, reproductibilité et précautions***

Environ une douzaine d'épissures mécaniques ont été réalisées au cours de ce projet de maîtrise. On trouve à la figure 6.8 une photographie d'une de ces épissures. Lorsque les diamètres de mode des deux fibres à joindre sont semblables, des pertes de moins de 1 dB par épissure ont été obtenues avec une grande reproductibilité. Dans certains cas, les pertes obtenues étaient inférieures à 0,3 dB.

Certaines précautions doivent être prises pour assurer la qualité et la reproductibilité des épissures. Une attention particulière doit être accordée à l'environnement du montage. Puisque les fibres doivent être alignées alors qu'elles sont en suspension dans l'air, l'alignement est très vulnérable aux vibrations. On doit éviter les courants d'air à proximité du montage, en particulier ceux provenant de ventilateurs d'appareils voisins. De plus, on doit éviter d'éclairer les montures avec une lumière trop intense. En effet, celles-ci risquent de s'échauffer, ce qui affecte la transmission des fibres et rend difficile l'évaluation des pertes d'épissure.



**Figure 6.8 :** Épissure mécanique dans une rainure en U.

Pour conclure, nous avons, dans ce chapitre, présenté et justifié des méthodes de dégainage, de polissage et de clivage des fibres de verre fluoré. Nous avons présenté une procédure d'épissure d'une fibre de verre fluoré monomode avec une fibre de silice à l'aide d'une monture maison ayant une rainure en U. Cette procédure nous a permis de réaliser des épissures à faibles pertes de façon reproductible. Ces techniques de manipulation des fibres de verres fluoré sont appliquées au chapitre suivant pour la mise au point d'un laser à fibre.

## **CHAPITRE VII**

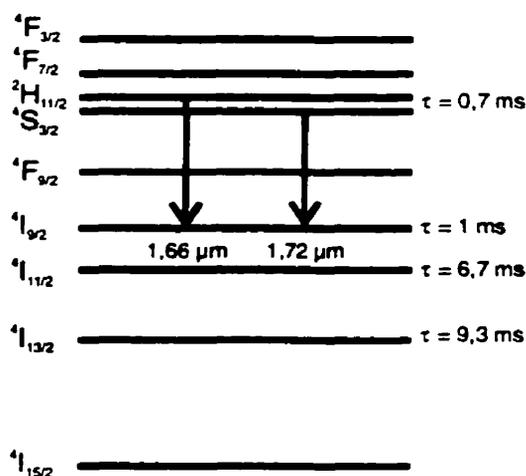
### **GAIN À 1,66 $\mu\text{m}$ DANS UNE FIBRE DE VERRE FLUORÉ DOPÉE À L'ERBIUM**

Ce dernier chapitre a pour objet la description du cœur du projet au niveau expérimental, soit l'étude du gain à 1,66  $\mu\text{m}$  dans une fibre de verre fluoré dopée à l'erbium dans le but d'en faire un laser. La première section donne certains détails de la spectroscopie de l'erbium dans le verre fluoré. Les paramètres spectroscopiques connus sont énumérés et commentés. Certains paramètres spectroscopiques, notamment plusieurs sections efficaces, sont toutefois inconnues. À la section 7.2, on décrit les manipulations expérimentales effectuées pour estimer certaines sections efficaces d'absorption. Les spectres de fluorescence obtenus en pompant la fibre dopées à différentes longueurs d'onde sont ensuite comparés, après quoi on traite de la mesure du gain à 1,66  $\mu\text{m}$  et de l'assemblage de la cavité laser. Finalement, on discute des différents résultats expérimentaux à la section 7.5.

## 7.1 Spectroscopie de l'erbium dans le verre fluoré

### *Diagramme des niveaux et conservation de l'inversion de population*

La figure 7.1 reprend le diagramme des niveaux de l'erbium, présenté à la figure 1.5. Les transitions à 1,66  $\mu\text{m}$  ( $^2\text{H}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$ ) et à 1,72  $\mu\text{m}$  ( $^4\text{S}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$ ) sont indiquées, de même que les temps de vie [60].

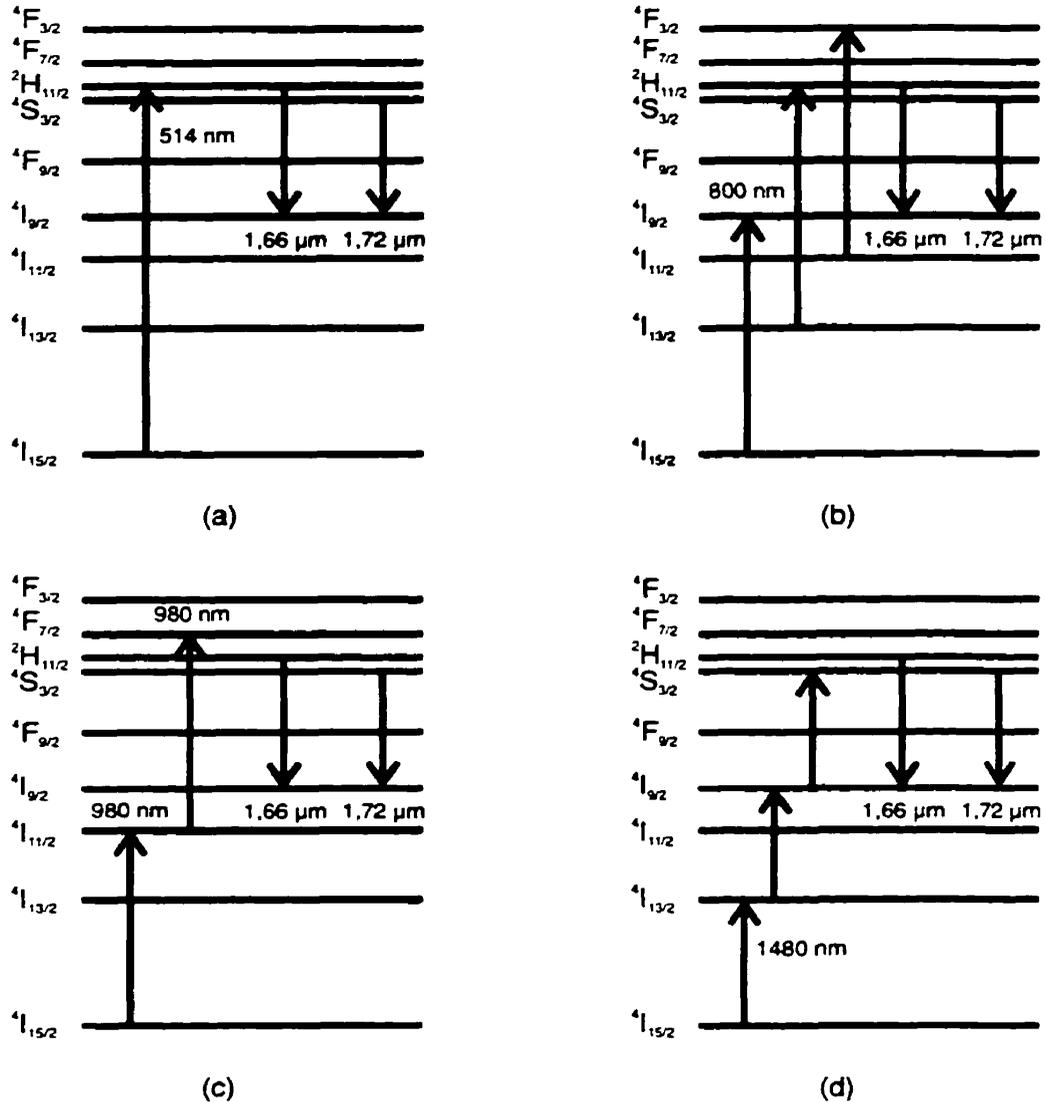


**Figure 7.1** : Transitions à 1,66  $\mu\text{m}$  et à 1,72  $\mu\text{m}$  et temps de vie des principaux niveaux de l'erbium dans le ZBLAN.

D'après les données illustrées à la figure 7.1, le temps de vie des niveaux supérieurs des transitions à 1,66  $\mu\text{m}$  et à 1,72  $\mu\text{m}$  ( $^2\text{H}_{11/2}$  et  $^4\text{S}_{3/2}$ ) sont plus courts que le temps de vie du niveau inférieur ( $^4\text{I}_{9/2}$ ). Il est généralement admis que dans un système laser à quatre niveaux, on ne peut obtenir d'émission laser en régime continu dans ces conditions [-1]. Il est important de rappeler que cette règle n'est valide que lorsque *toutes* les transitions (radiatives et non radiatives) issues du niveau supérieur de la transition laser se font vers le niveau inférieur de cette transition [61]. Même si cette hypothèse n'est pas vérifiée pour les transitions à 1,66  $\mu\text{m}$  et 1,72  $\mu\text{m}$  dans l'erbium, cette règle indique que l'inversion de population en régime continu peut être difficile à obtenir.

### Mécanismes de pompage

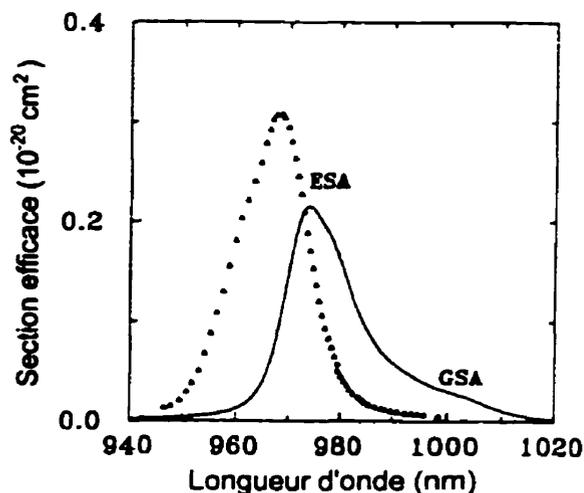
Comme il est mentionné au chapitre I, des lasers opérant en régime pulsé à  $1,66 \mu\text{m}$  et  $1,72 \mu\text{m}$  ont été mis au point en utilisant un pompage à  $514 \text{ nm}$  [20] et à  $792 \text{ nm}$  [21, 62], respectivement. Ces mécanismes de pompage sont illustrés à la figure 7.2.



**Figure 7.2 :** Mécanismes de pompage des transitions à  $1,66 \mu\text{m}$  et  $1,72 \mu\text{m}$  dans l'Er-ZBLAN : (a) pompage à transition unique à  $514 \text{ nm}$ , (b) pompage à deux transitions à  $800 \text{ nm}$ , (c) pompage à deux transitions à  $980 \text{ nm}$ , et (d) pompage à trois transitions à  $1480 \text{ nm}$ .

Deux autres mécanismes de pompage sont proposés à la figure 7.2 [60]. Le premier est un pompage à deux transitions à  $980 \text{ nm}$  (figure 7.2c). Un premier photon est absorbé du niveau fondamental au niveau métastable  $4I_{11/2}$ . Une seconde transition, issue de ce

niveau métastable, mène au niveau  ${}^4F_{7/2}$ , peuplant les niveaux supérieurs des transitions à 1,66  $\mu\text{m}$  et 1,72  $\mu\text{m}$  par relaxation non-radiative. Ce pompage à deux transitions a une efficacité négligeable dans la silice, car la relaxation du niveau  ${}^4I_{11/2}$  au niveau  ${}^4I_{13/2}$  est trop rapide. Dans le verre fluoré, le long temps de vie du niveau  ${}^4I_{11/2}$  (environ 6,7 ms) n'assure pas l'efficacité du pompage pour autant. En effet, le spectre de la section efficace de la transition  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  (GSA) ne coïncide pas avec celui de la transition  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$  (ESA), comme l'illustre la figure 7.3 [63].



**Figure 7.3 :** Sections efficaces des transitions  ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  (GSA) et  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{7/2}$  (ESA) (d'après la référence [63]).

Un quatrième mécanisme de pompage est présenté à la figure 7.2d. Les ions sont excités par trois photons à 1480 nm et passent successivement du niveau  ${}^4I_{15/2}$  aux niveaux  ${}^4I_{13/2}$ ,  ${}^4I_{9/2}$ , puis  ${}^4S_{3/2}$ . À notre connaissance, les spectres des sections efficaces de ces trois transitions à 1480 nm n'ont pas été publiés. Le développement technologique des amplificateurs à fibre de verre fluoré dopés à l'erbium nous indique toutefois que l'efficacité de ce type de pompage est faible. En effet, ces amplificateurs utilisent un pompage à 1480 nm plutôt qu'à 980 nm pour éviter que l'absorption par les états excités ne détériore l'efficacité de l'amplification à 1,55  $\mu\text{m}$  [64].

### ***Solutions novatrices proposées***

Les mécanismes de pompage des ions d'erbium à 800 nm, 980 nm et 1480 nm ont pour avantage la disponibilité de diodes laser à ces longueurs d'onde. Malgré

l'autodestruction apparemment inévitable de l'inversion de population entre les niveaux ( $^4S_{3/2}$ ,  $^2H_{11/2}$ ) et  $^4I_{9/2}$ , nous suggérons deux approches susceptibles de permettre l'oscillation laser à  $1,66 \mu\text{m}$  ou  $1,72 \mu\text{m}$  en régime continu. La première approche consiste à utiliser le pompage *a priori* peu efficace à  $1480 \text{ nm}$ . La troisième transition à  $1480 \text{ nm}$  est issue du niveau  $^4I_{9/2}$ , qui est le niveau inférieur de la transition laser. Le pompage à  $1480 \text{ nm}$  pourrait ainsi désengorger le niveau inférieur de la transition et permettre l'oscillation laser en régime continu.

Le seconde approche proposée est la mise au point d'un laser en cascade, comme l'illustre la figure 7.4. Ce dispositif ferait laser une transition complémentaire, à  $0,83 \mu\text{m}$ , pour vider le niveau inférieur des transitions à  $1,66 \mu\text{m}$  et  $1,72 \mu\text{m}$ . Si l'émission laser à  $0,83 \mu\text{m}$  s'avère impossible, le niveau  $^4I_{9/2}$  pourrait aussi être vidé par émission stimulée par une pompe secondaire à  $0,83 \mu\text{m}$ .

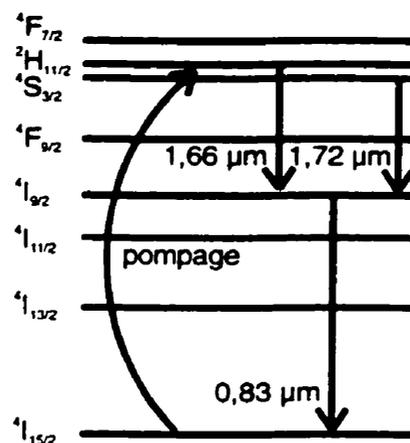


Figure 7.4 : Laser à fibre en cascade.

Un laser en cascade serait une solution particulièrement élégante si la cavité optique était formée de réseaux de Bragg photoinduits dans des fibres de silice jointes mécaniquement à la fibre de verre fluoré. Le deuxième ordre d'un réseau suffisamment saturé, écrit à  $1,66 \mu\text{m}$ , pourrait provoquer une rétroaction optique suffisante pour l'opération laser à  $0,83 \mu\text{m}$ .

### ***Données spectroscopiques disponibles***

Outre les sections efficaces d'absorption à 980 nm de la figure 7.3, la littérature est plutôt avare de données spectroscopiques sur les transitions qui nous intéressent. Les seules transitions documentées impliquent le niveau fondamental. De plus, peu de sections efficaces sont mentionnées, seules les forces d'oscillateur sont pleinement documentées [65-67]. La relation entre la force d'oscillateur et la section efficace d'une transition est [38]:

$$f = 4\pi\epsilon_0 \frac{mcn}{\pi e^2} \frac{1}{\chi} \int \sigma(\nu) d\nu, \quad (41)$$

où  $m$  et  $e$  sont la masse et la charge de l'électron et  $\chi$  est le facteur de correction du champ local. L'équation (41) montre que des mesures spectroscopiques minutieuses doivent être faites pour obtenir de la force d'oscillateur d'une transition une section efficace à une fréquence optique  $\nu$  donnée.

Contrairement aux sections efficaces des transitions stimulées, les probabilités de transition par émission spontanée sont bien documentées [67, 68]. Les données de la référence [67] sont reproduites au tableau 7.1. Ces données ne sont pas suffisantes pour modéliser convenablement un laser à 1,66  $\mu\text{m}$  ou à 1,72  $\mu\text{m}$ . La connaissance des sections efficaces d'émission et d'absorption des principales transitions stimulées du système est essentielle à la modélisation. Toutefois, la probabilité d'émission spontanée et la section efficace d'émission stimulée sont toutes deux reliées à la force d'oscillateur de cette transition [38]. On peut conclure, qualitativement, que les transitions ayant une forte probabilité de transition par émission spontanée ont également une grande section efficace d'émission.

Avec les données spectroscopiques disponibles, on ne peut conclure sur la faisabilité d'un laser à 1,66  $\mu\text{m}$  ou 1,72  $\mu\text{m}$  par simulation numérique. Nous recourons donc à des mesures d'absorption et de fluorescence pour étudier le système.

**Tableau 7.1** : Probabilités de transition de l'erbium par émission spontanée dans le verre ZBLA (tiré de [67]).

| Niveaux impliqués dans la transition |                                | Longueur d'onde (μm) | Probabilité de transition (s <sup>-1</sup> ) | Temps de vie radiatif du niveau supérieur (ms) |
|--------------------------------------|--------------------------------|----------------------|--|--|
| <sup>4</sup> I <sub>13/2</sub>       | <sup>4</sup> I <sub>15/2</sub> | 1,53                 | 108,2  | 9,2  |
| <sup>4</sup> I <sub>11/2</sub>       | <sup>4</sup> I <sub>15/2</sub> | 0,972                | 89,9   | 9,2  |
|                                      | <sup>4</sup> I <sub>13/2</sub> | 2,67                 | 18,6   |  |
| <sup>4</sup> I <sub>9/2</sub>        | <sup>4</sup> I <sub>15/2</sub> | 0,798                | 90,6   | 8,3  |
|                                      | <sup>4</sup> I <sub>13/2</sub> | 1,67                 | 28,9   |  |
|                                      | <sup>4</sup> I <sub>11/2</sub> | 4,46                 | 1,1  |  |
| <sup>4</sup> F <sub>9/2</sub>        | <sup>4</sup> I <sub>15/2</sub> | 0,650                | 994,4  | 0,92   |
|                                      | <sup>4</sup> I <sub>13/2</sub> | 1,13                 | 48,6   |  |
|                                      | <sup>4</sup> I <sub>11/2</sub> | 1,96                 | 40,9   |  |
|                                      | <sup>4</sup> I <sub>9/2</sub>  | 3,51                 | 1,3  |  |
| <sup>4</sup> S <sub>3/2</sub>        | <sup>4</sup> I <sub>15/2</sub> | 0,539                | 782,3  | 0,86   |
|                                      | <sup>4</sup> I <sub>13/2</sub> | 0,832                | 316,1  |  |
|                                      | <sup>4</sup> I <sub>11/2</sub> | 1,21                 | 25,4   |  |
|                                      | <sup>4</sup> I <sub>9/2</sub>  | 1,66                 | 41,5   |  |
| <sup>2</sup> H <sub>11/2</sub>       | <sup>4</sup> I <sub>15/2</sub> | 0,521                | 3264,4                                       | 0,31   |

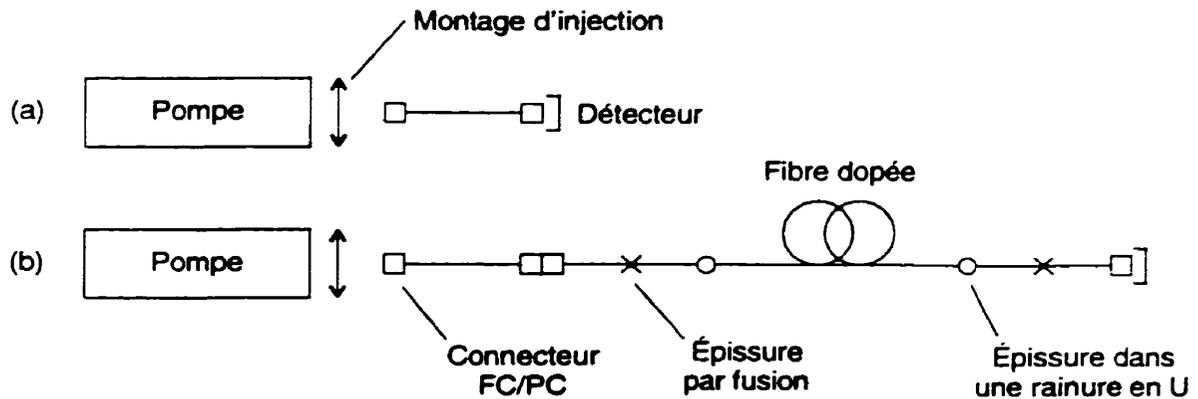
## 7.2 Mesures d'absorption

### *Montage expérimental et méthodologie*

Nous avons mesuré, pour différentes longueurs d'onde de pompe, la fraction de la puissance absorbée par un échantillon de fibre dopée en fonction de la puissance injectée. Le montage expérimental utilisé est illustré à la figure 7.5. La partie (a) du montage sert à mesurer la puissance injectée dans la fibre, tandis que la partie (b) est utilisée pour mesurer la puissance résiduelle. L'absorption de la pompe, en dB, s'exprime :

$$\text{Absorption}(P_{in}) = 10 \cdot \log\left(\frac{P_{in}}{P_{in} - P_{out}}\right), \quad (42)$$

où  $P_{in}$  et  $P_{out}$  sont respectivement les puissances injectée et résiduelle. L'analyse de l'absorption à partir de l'état fondamental est relativement simple. À faible signal, l'absorption ne dépend pas de la puissance injectée, de sorte que (42) est une constante. Au-delà d'une certaine puissance injectée, il y a saturation (c'est-à-dire réduction) de l'absorption. À très forte puissance, la saturation est complète et la fraction de la pompe absorbée tend vers zéro.



**Figure 7.5 :** Montage expérimental pour la mesure de la puissance pompe absorbée par une fibre dopée.

À faible puissance, les niveaux d'énergie supérieurs sont trop faiblement peuplés pour que l'absorption par les états excités ait un effet significatif. Toutefois, à plus forte puissance, l'ESA peut perturber le comportement à saturation de l'absorption. En reproduisant le comportement expérimental de la saturation de l'absorption à l'aide de simulations, on peut déduire l'importance relative de l'absorption par les états excités.

La méthodologie employée est la suivante. Dans un premier temps, la courbe de saturation de l'absorption est simulée à l'aide du logiciel de modélisation décrit au chapitre III, en fixant les sections efficaces de toutes les transitions d'absorption par les états excités à zéro. La section efficace de GSA est obtenue en ajustant l'absorption à faible signal avec les résultats expérimentaux. Une fois la section efficace de GSA fixée, les sections efficaces d'ESA sont estimées en ajustant la courbe d'absorption simulée au voisinage de la saturation.

### Résultats et analyse

Cette méthode est utilisée pour comparer l'efficacité du pompage à 1480 nm, 980 nm, et 800 nm. L'INO dispose de puissantes diodes lasers à 980 nm et 1480 nm couplées à des fibres monomodes. Le pompage à 800 nm est quant à lui effectué à l'aide d'un laser titane :saphir. Dans un premier temps, la longueur d'onde du laser titane :saphir est syntonisée pour optimiser l'absorption par la fibre Er-ZBLAN. On retrouve à la figure 7.6 l'absorption à faible signal autour de 800 nm d'une fibre de verre fluoré dopée à 1000 ppm d'erbium. La fibre utilisée est fabriquée par KDD. Elle a un diamètre de cœur de  $4.5 \mu\text{m}$  et sa longueur d'onde de coupure est 920 nm. L'échantillon utilisé est long de 5 m.

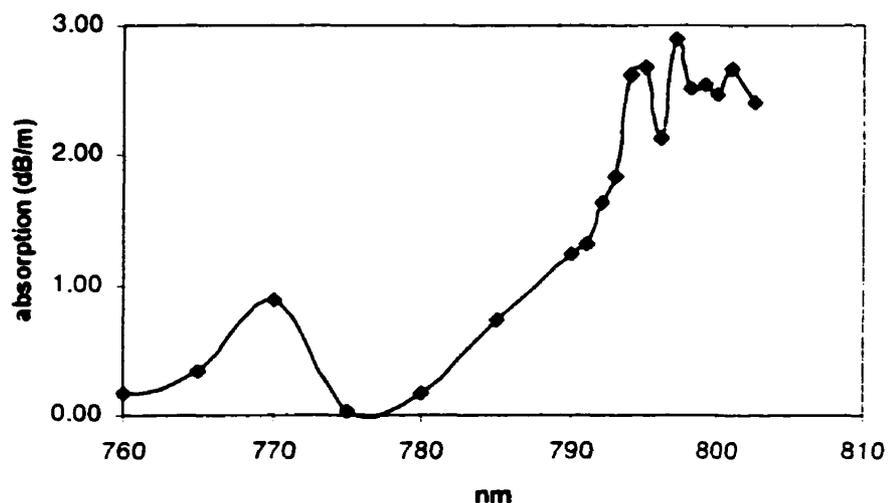


Figure 7.6 : Absorption à faible signal autour de 800 nm par une fibre dopée à l'erbium.

La figure 7.6 montre un maximum à environ 798 nm. Les mesures d'absorption en fonction de la puissance injectée ont donc été effectuées à cette longueur d'onde. Les résultats obtenus sont représentés par des carrés à la figure 7.7b. L'irrégularité des points expérimentaux est causée par l'instabilité de la puissance du laser titane :saphir. La figure 7.7b comporte également quatre courbes obtenues avec notre simulateur. La courbe tiretée est obtenue en ne considérant que l'absorption par l'état fondamental, alors que les courbes en traits pleins incluent des transitions par les états excités. Les simulations ont été menées en supposant que les sections efficaces étaient les mêmes pour toutes les transitions de la figure 7.7a. Malgré l'irrégularité des points

expérimentaux, on constate que les trois transitions de la figure 7.7a semblent avoir des sections efficaces équivalentes.

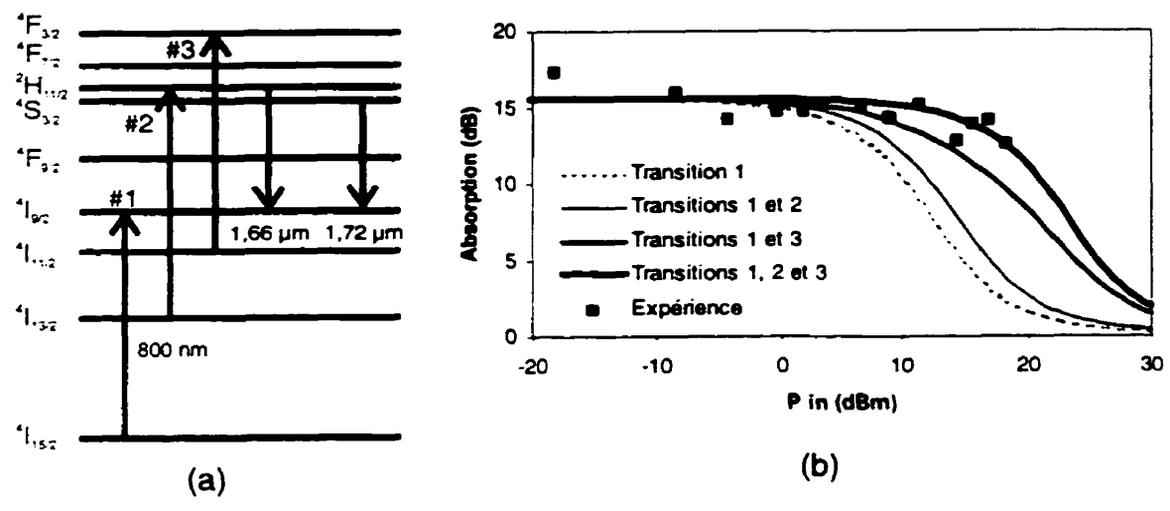


Figure 7.7 : (a) Absorption à 798 nm dans l'Er-ZBLAN (voir figure 7.2b). (b) Résultats expérimentaux et simulation de l'absorption de la pompe à 798 nm par une fibre Er-ZBLAN 1000 ppm.

La figure 7.8 présente les résultats d'un exercice semblable effectué pour un pompage à 980 nm. Seulement deux transitions sont présentes à cette longueur d'onde. Des simulations ont été effectuées pour différentes valeurs du rapport des sections efficaces d'ESA et de GSA.

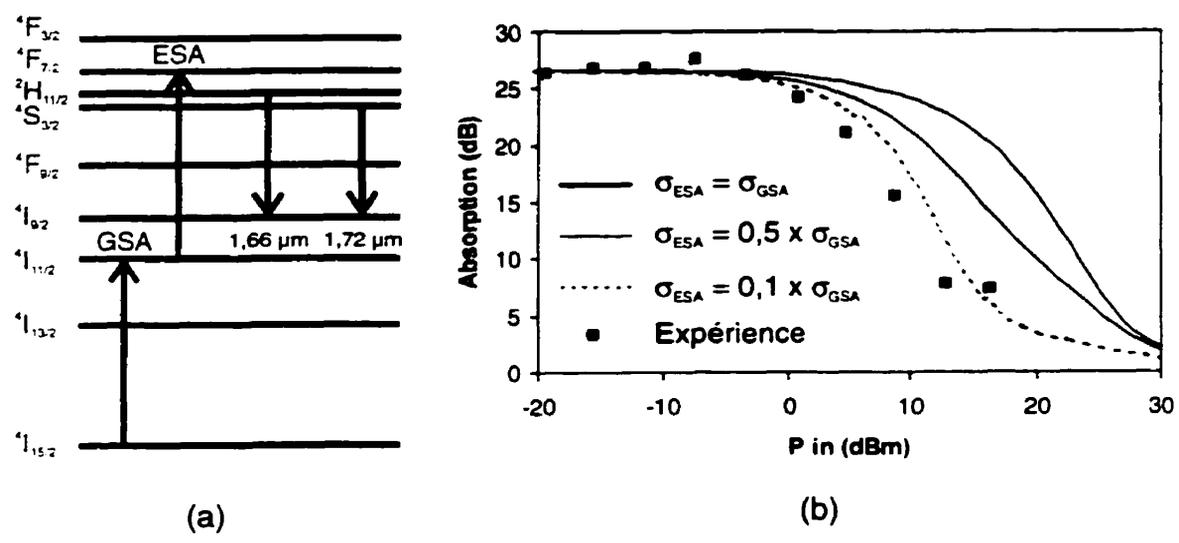


Figure 7.8 : (a) Absorption à 980 nm dans l'Er-ZBLAN (voir figure 7.2c). (b) Résultats expérimentaux et simulation de l'absorption de la pompe à 980 nm par une fibre Er-ZBLAN 1000 ppm.

Les résultats de la figure 7.8b montrent que l'absorption par les états excités joue un rôle marginal. Cette observation est en accord avec le faible recouvrement des deux spectres de sections efficaces présentés à la figure 7.3.

Comme pour le pompage à 980 nm, les mesures d'absorption à 1480 nm confirment la faible efficacité de l'absorption par les états excités à cette longueur d'onde. Les résultats expérimentaux sont comparés aux simulations à la figure 7.9. La courbe théorique obtenue en ne considérant que l'absorption à l'état fondamental est celle qui se rapproche le plus des points expérimentaux.

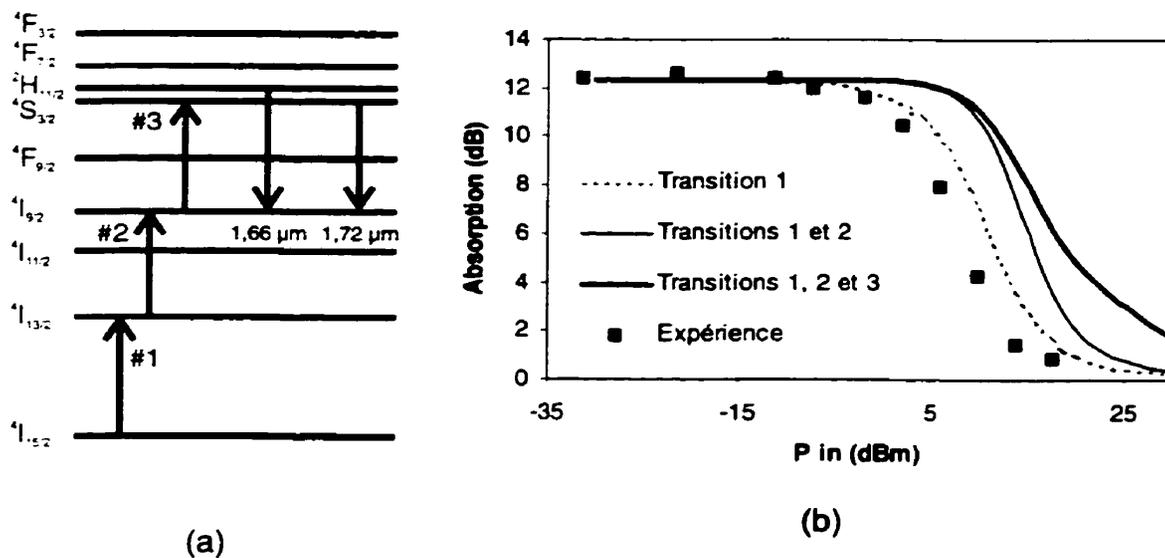


Figure 7.9 : (a) Absorption à 1480 nm dans l'Er-ZBLAN (voir figure 7.2d). (b) Résultats expérimentaux et simulation de l'absorption de la pompe à 1480 nm par une fibre Er-ZBLAN 1000 ppm.

Les résultats des figures 7.7 à 7.9 nous permettent de tirer des conclusions sur le rapport des sections efficaces de l'ESA et du GSA. Le tableau 7.2 résume les sections efficaces de GSA utilisées par le simulateur pour reproduire l'absorption à faible signal à 800 nm, 980 nm et 1480 nm. Ces résultats sont comparés avec des sections efficaces trouvées dans la littérature. La valeur de référence utilisée à 980 nm a été mesurée sur une fibre de verre fluoré, alors que les valeurs de référence à 800 nm et 980 nm proviennent de mesures effectuées sur des fibres de silice. Pour l'ensemble des fibres, nos valeurs expérimentales sont inférieures aux valeurs de référence.

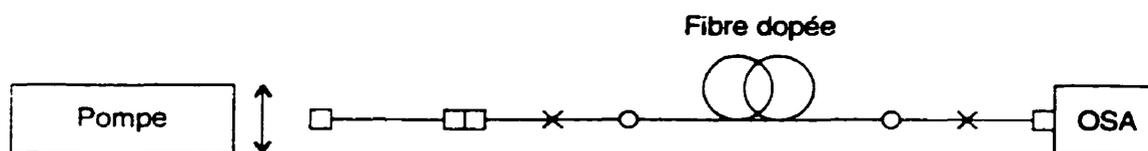
**Tableau 7.2** : Comparaison entre les sections efficaces de GSA obtenues expérimentalement et des valeurs de référence.

| Longueur d'onde | $\sigma_a$ GSA expérimental<br>(x $10^{-22}$ cm <sup>2</sup> ) | $\sigma_a$ GSA de référence<br>(x $10^{-22}$ cm <sup>2</sup> ) | Matrice de verre de la fibre de référence | Réf. |
|-----------------|--|--|---|------|
| 800 nm          | 5.0  | 6.8  | germanosilicate                           | [5]  |
| 980 nm          | 9.2  | 13.4   | ZBLAN                                     | [69] |
| 1480 nm         | 6.3  | 10-22  | germanosilicate, alumino-germanosilicate  | [39] |

### 7.3 Mesures de fluorescence

#### *Montage expérimental*

En complément à la comparaison de l'absorption de la fibre dopée à différentes longueurs d'onde de pompe, nous comparons dans cette section les spectres de fluorescence amplifiée générée dans les fibres pompées. Ces spectres de fluorescence ont été mesurés à l'aide du montage illustré à la figure 7.10.



**Figure 7.10** : Montage de mesure de la fluorescence amplifiée d'une fibre dopée.

#### *Spectres de fluorescence*

Le nombre de transitions radiatives de l'erbium dans le verre fluoré étant grand, les spectres de fluorescence obtenus sont très riches, comme en témoigne la figure 7.11.

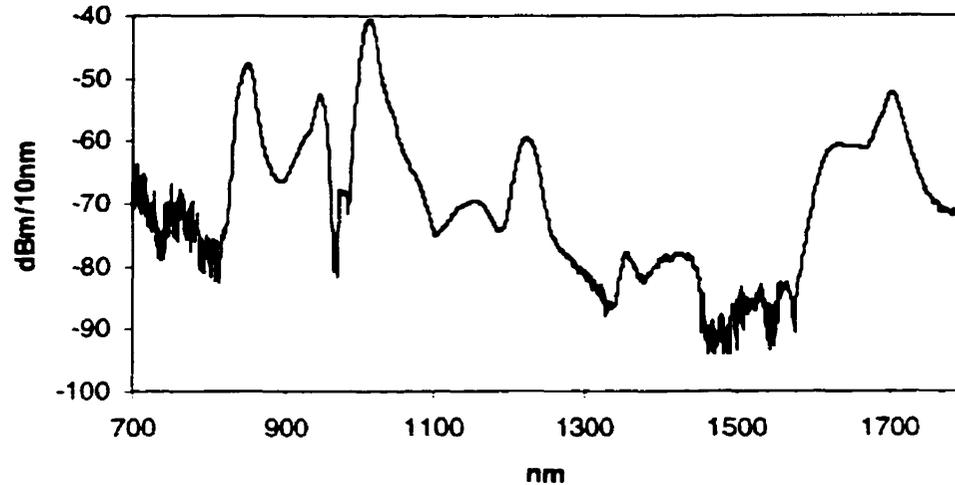


Figure 7.11 : Spectre de fluorescence d'une fibre Er-ZBLAN dopée à 1000 ppm et pompée à 980 nm.

L'analyse spectrale est effectuée par un analyseur de spectre optique fonctionnant à l'aide d'un réseau de diffraction. L'usage de ce réseau complique l'interprétation du spectre. En effet, l'angle  $\theta_q$  du faisceau diffracté par un réseau est relié à l'angle d'incidence  $\theta_i$  par la relation [70]:

$$\theta_q = \theta_i + q \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad (43)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde du faisceau diffracté,  $\Lambda$  est la période du réseau, et  $q$  est l'ordre de diffraction. Même si l'efficacité de diffraction du réseau est optimisée pour le premier ordre, il y a possibilité de confusion dans l'interprétation du spectre. Considérons un élément spectral de la fluorescence diffracté à un angle  $\theta_{q_0}$ . Cet élément spectral peut être centré en  $\lambda_0$  et être issu du premier ordre de diffraction. Il peut également être issu du second ordre et avoir sa longueur d'onde centrale à  $\lambda_0/2$ . L'effet de ce phénomène sur le spectre de fluorescence d'une fibre Er-ZBLAN est illustré à la figure 7.12.

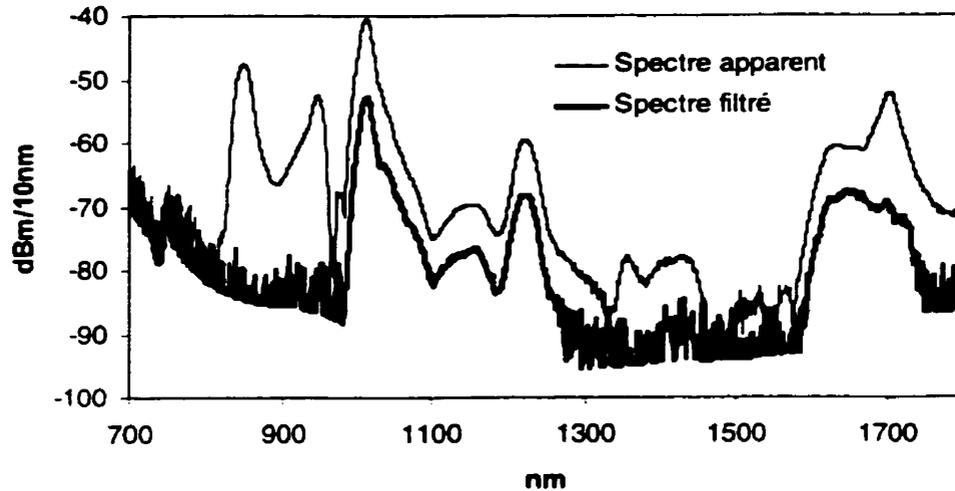


Figure 7.12 : Analyse des éléments spectraux apparents d'un spectre de fluorescence à l'aide d'un filtre de silicium.

La courbe en trait fin est une reprise du spectre de fluorescence présenté à la figure 7.11. On y remarque une forte fluorescence apparente autour de 1,7  $\mu\text{m}$ . La courbe en trait grossier a été obtenue en filtrant la fluorescence de la fibre à l'aide d'une plaque de silicium cristallin avant de l'injecter dans l'analyseur de spectre. Le silicium est opaque aux longueurs d'onde inférieures à environ 1  $\mu\text{m}$ , mais transparent aux longueurs d'onde supérieures. Malgré cette transparence, la fluorescence à 1,7  $\mu\text{m}$  est considérablement réduite. L'intense fluorescence apparente autour de 1,7  $\mu\text{m}$  est donc produite par le deuxième ordre de diffraction de la fluorescence à 850 nm.

### ***Efficacité quantique de pompage***

Nous avons effectué des mesures de fluorescence amplifiée pour comparer l'efficacité des pompes à 980 nm et à 798 nm. Les spectres présentés à la figure 7.13 ont été obtenus avec des puissances *absorbées* égales à 980 nm et 798 nm. Toutefois, la fluorescence à 0,85  $\mu\text{m}$  n'a pas été filtrée, de sorte que l'origine de la fluorescence apparente à 1,7  $\mu\text{m}$  est inconnue. Néanmoins, la transition à 0,85  $\mu\text{m}$  est issue du niveau  $^4\text{S}_{3/2}$ , tout comme la transition à 1,66  $\mu\text{m}$ . Peu importe l'origine réelle de la courbe de fluorescence, son amplitude témoigne de l'efficacité de pompage des niveaux  $^2\text{H}_{11/2}$  et  $^4\text{S}_{3/2}$ .

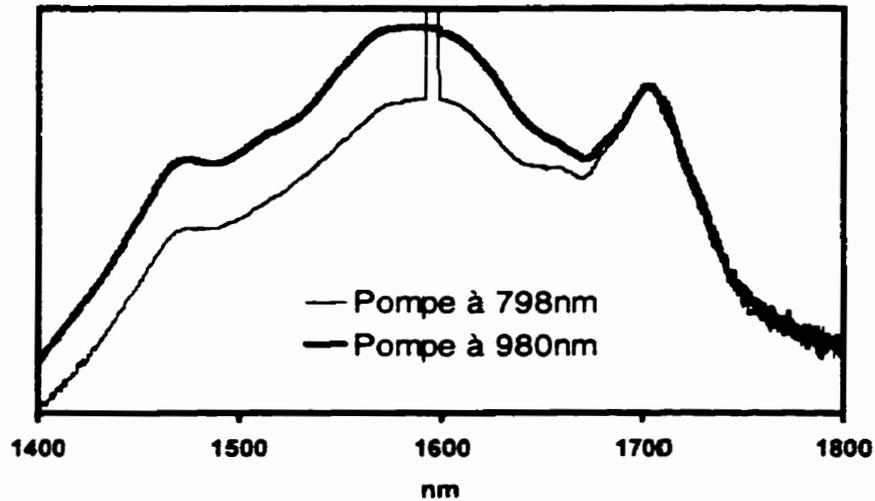


Figure 7.13 : Fluorescence amplifiée autour de  $1,7 \mu\text{m}$  d'une fibre Er-ZBLAN pompée à 798 nm et à 980 nm.

À puissance absorbée égale, ces niveaux sont donc peuplés à peu près également par la pompe à 798 nm et par celle à 980 nm. Toutefois, puisque pour une puissance donnée un faisceau à 980 nm a un flux de photons supérieur à un faisceau à 798 nm, l'efficacité quantique de pompage est supérieure à 798 nm.

#### 7.4 Mesures de gain

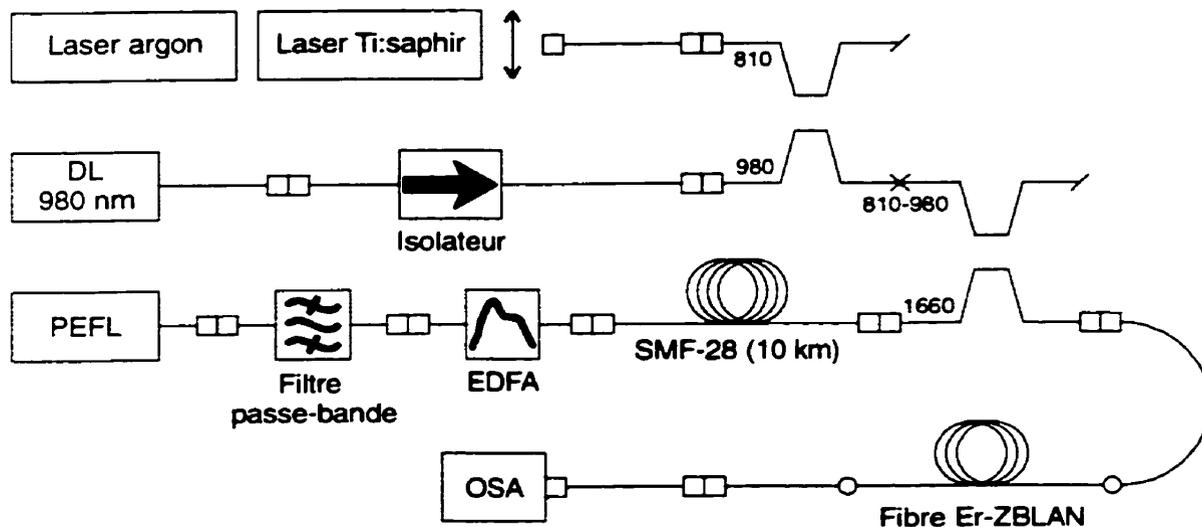
Une fois la caractérisation des mécanismes de pompage à 798 nm et à 980 nm complétée, nous évaluons la faisabilité d'un effet laser à  $1,66 \mu\text{m}$  ou à  $1,72 \mu\text{m}$  à l'aide de ces pompes.

##### *Gain en régime continu*

La figure 7.14 illustre le montage utilisé pour mesurer le gain autour de  $1,66 \mu\text{m}$  d'une fibre Er-ZBLAN. Nous utilisons la même fibre dopée que pour les mesures d'absorption de la section précédente.

Pour profiter d'un éventuel effet synergique entre les mécanismes de pompage à 798 nm et 980 nm, les deux types de pompe sont injectés conjointement dans la fibre dopée. Pour ce faire, des coupleurs dichroïques combinant les deux pompes, ainsi que des coupleurs combinant ces pompes avec un signal à  $1,66 \mu\text{m}$  ont été fabriqués par la compagnie

montréalaise *ITF Optical Technologies*. Les puissances pompe incidentes sur la fibre dopée sont 28 mW à 798 nm et 81 mW à 980 nm.



**Figure 7.14** : Montage de mesure du gain à 1,66  $\mu\text{m}$  d'une fibre Er-ZBLAN co-pompée à 980 nm et 798 nm.

La diffusion Raman stimulée est utilisée pour générer un signal d'entrée à 1,66  $\mu\text{m}$ . Le faisceau pompe de la source Raman est généré par un laser à fibre dopée à l'erbium pulsé (PEFL) fabriqué à l'INO. La longueur d'onde du PEFL est choisie de façon à ce que l'onde Stokes soit centrée à 1,66  $\mu\text{m}$ . Cette onde Stokes est générée dans un rouleau de 10 km de fibre SMF-28. Pour que le seuil Raman soit atteint, le laser à fibre est amplifié par un amplificateur à fibre dopée à l'erbium (EDFA) de puissance. Pour amenuiser la saturation de l'EDFA par l'ASE issue du PEFL, un filtre syntonisable est placé entre ces deux éléments. Finalement, le signal à 1,66  $\mu\text{m}$  est combiné aux deux longueurs d'onde de pompe à l'aide d'un coupleur dichroïque (810-980 / 1660).

Le gain est mesuré par un analyseur de spectre optique placé à la sortie de la fibre dopée. Nous avons mesuré la variation de la puissance du signal à 1,66  $\mu\text{m}$  en fonction des puissances pompe à 798 nm et à 980 nm. Aucun gain en régime continu n'a été observé.

### ***Effet laser en régime transitoire***

La mesure d'un gain nul en régime continu signifie qu'on ne peut atteindre une inversion de population nette à l'équilibre entre les niveaux  $^2\text{H}_{11/2}$  et  $^4\text{I}_{9/2}$ , du moins avec les puissances pompe disponibles. On entend par inversion de population nette la condition :

$$n_7 \cdot \sigma_{74} - n_4 \cdot \sigma_{47} > 0, \quad (44)$$

où  $n_4$  et  $n_7$  sont les populations des niveaux  $^4\text{I}_{9/2}$  et  $^2\text{H}_{11/2}$ , et  $\sigma_{47}$  et  $\sigma_{74}$  sont respectivement les sections efficaces d'absorption et d'émission de la transition à 1,66  $\mu\text{m}$ . Même si la condition (44) n'est pas satisfaite à l'équilibre, elle peut l'être en régime transitoire. En effet, lors de l'absorption de la pompe par la fibre initialement non-pompée, la population du niveau  $^2\text{H}_{11/2}$  croît plus rapidement que celle du niveau  $^4\text{I}_{9/2}$ . L'équilibre des populations entre ces deux niveaux est atteint en un temps voisin du temps de vie du niveau supérieur, soit environ 500  $\mu\text{s}$ . En modulant la pompe, on empêche l'équilibre des populations d'être atteint, et on peut ainsi favoriser l'émission laser.

On a tenté d'obtenir une émission laser à 1,66  $\mu\text{m}$  en régime transitoire à l'aide du montage illustré à la figure 7.15. Le milieu de gain est une fibre de *Le Verre Fluoré* longue d'environ 70 cm et dopée à 1000 ppm d'erbium. Cette longueur de fibre dopée est suffisante pour que toute la puissance pompe disponible soit absorbée. Le diamètre de la fibre est d'environ 6,5  $\mu\text{m}$  et son ouverture numérique est environ 0,20. La cavité optique est formée par des réseaux de Bragg photoinduits dans des fibres de silice photosensibles de l'INO. Ces réseaux ont été inscrits à l'INO à l'aide d'un masque de phase ayant un pas approprié et ont été joints mécaniquement à la fibre dopée en utilisant la procédure d'épissure présentée au chapitre VI. Les deux réseaux ont des réflectivités supérieures à 10 dB et les pertes aux épissures ont été évaluées à 0,2 et 0,7 dB.

La fibre dopée est pompée à 798 nm par un laser Ti :saphir dont le faisceau est modulé par un hacheur. Le système de détection à la sortie de la cavité est un détecteur au germanium *Newport* relié à un oscilloscope rapide *Tektronix TDS 380*. La synchronisation de l'oscilloscope est assurée par un signal émis par le hacheur.

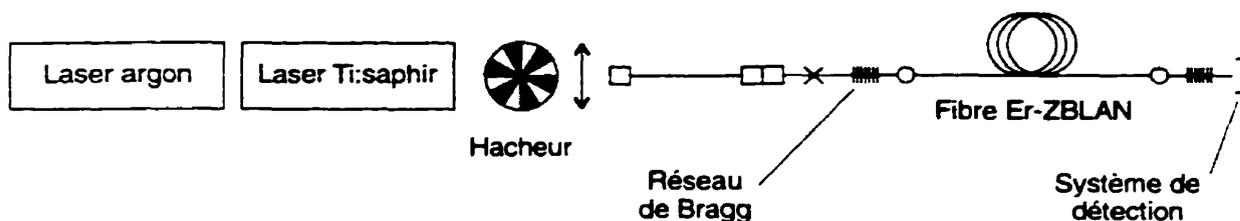


Figure 7.15 : Montage d'observation d'un effet laser en régime transitoire à  $1,66 \mu\text{m}$  dans une fibre Er-ZBLAN.

Un effet laser se traduit par un pic de la trace à l'oscilloscope au tout début du cycle de pompage. Lorsque l'équilibre est atteint, l'émission laser disparaît et seule l'ASE est mesurée. La trace témoignant de l'effet laser à  $1,72 \mu\text{m}$  mesurée par Smart *et al.* est présentée à titre d'illustration à la figure 7.16 [20]. Pour obtenir ce résultat, Smart et ses collaborateurs ont pompé une fibre Er-ZBLANP multimode avec un laser argon. Le seuil d'oscillation laser à  $1,72 \mu\text{m}$  était de 200 mW en utilisant deux miroirs réfléchissant plus de 99% de la puissance du signal.



Figure 7.16 : Trace d'oscilloscope témoignant de l'émission laser en régime transitoire à  $1,72 \mu\text{m}$  (tiré de [20]).

Malgré les faibles pertes aux épissures des réseaux de Bragg, aucune émission laser n'a été observée.

## 7.5 Discussion

L'absence d'effet laser dans nos manipulations ne signifie pas que l'oscillation laser à  $1,66 \mu\text{m}$  d'une fibre Er-ZBLAN pompée par diode laser est impossible. On ne peut que

conclure que les conditions expérimentales dont nous disposions étaient inadéquates à sa génération.

Nos chances de réaliser un laser à fibre de verre fluoré émettant à  $1,66 \mu\text{m}$  seraient considérablement améliorées si l'ensemble des paramètres spectroscopiques de l'erbium, et en particulier les sections efficaces, étaient connues avec précision. Ces sections efficaces en main, un modèle de laser à fibre similaire à celui présenté au chapitre III, valide en régime transitoire pourrait être développé. Un tel modèle nous permettrait de comparer l'efficacité des différents mécanismes de pompage, et d'estimer d'éventuels effets synergiques de deux longueurs d'onde de pompe. Les effets de la longueur de la fibre dopée et des réflectivités des réseaux de Bragg pourraient être modélisés et leurs valeurs optimisées lors d'une démarche semblable à celle effectuée au chapitre V pour un laser Tm-ZBLAN.

Même avec de tels outils théoriques en main, plusieurs obstacles peuvent compromettre la réalisation expérimentale d'un laser à fibre à  $1,66 \mu\text{m}$ . Tout d'abord, l'écriture de réseaux de Bragg à  $1,66 \mu\text{m}$  n'est pas une tâche facile. L'écriture d'un réflecteur réfléchissant plus de 99 % de la puissance d'un signal incident nécessite une mesure de transmission de puissance ayant une plage dynamique d'au moins 20 dB. La limite de détection des analyseurs de spectre optique *Hewlett Packard* est d'environ -70 dBm/nm. L'écriture d'un réseau de 20 dB nécessite donc une source pouvant injecter une densité spectrale de puissance de -50 dBm/nm autour de  $1,66 \mu\text{m}$  dans une fibre optique monomode. La lampe blanche disponible à l'INO est environ 10 fois plus faible, de sorte que la réflectivité des réseaux écrits n'a pas pu être mesurée précisément.

Finalement, un effet laser aurait peut-être pu être observé avec une puissance pompe plus grande. Bien qu'il aurait été intéressant d'observer un tel phénomène, l'usage de très fortes puissances pompe ne satisfait pas aux exigences de la mise en marché d'un dispositif pouvant rivaliser avec des lasers Raman et les diodes laser pour des applications OTDR.

## CONCLUSION

En conclusion, rappelons que l'objectif général de ce projet de maîtrise était le développement d'une expertise dans l'utilisation des fibres de verre fluoré dopées aux terres rares pour la mise au point d'amplificateurs et de lasers à fibres. En particulier, cette expertise devait se développer à travers la réalisation d'un laser à fibre de verre fluoré dopée à l'erbium émettant à  $1,66 \mu\text{m}$ . Dans un premier temps, le projet a été situé dans le contexte technologique de la réflectométrie optique et des sources lasers compactes émettant dans le visible. Les concepts théoriques généraux des amplificateurs et des lasers à fibre ont été revus au chapitre II, en mettant l'emphase sur les propriétés spectroscopiques particulières des ions de terres rares incorporés dans une matrice de verre fluoré. Un simulateur fiable et précis permettant de modéliser la vaste majorité des amplificateurs et lasers à fibre fonctionnant en régime continu a été mis au point. Les modèles analytiques permettent une bonne compréhension du comportement de dispositifs particuliers. Toutefois, ceux-ci n'ont généralement pas la précision ni la polyvalence du modèle numérique développé au cours de cette maîtrise. Ce simulateur est présentement utilisé dans le cadre de plusieurs projets de recherche et développement à l'INO. Il a d'ailleurs été utilisé avec succès pour prévoir les performances d'un amplificateur à fibre dopée à l'ytterbium de haute puissance développé à l'INO. De plus, il est utilisé à des fins pédagogiques à l'Université Laval. Dans ce mémoire, les résultats fournis par le simulateur ont été validés par son application à deux dispositifs particuliers : un amplificateur à fibre dopée à l'erbium et un laser à fibre à double gain dopée à l'ytterbium. Toutefois, l'importance des termes de relaxation croisée ont nécessité l'utilisation d'un système d'équations plus complet pour modéliser, pour la première fois, un laser à fibre de verre fluoré dopée au thulium émettant à  $455 \text{ nm}$ . Ce

dernier modèle, mis au point par Pierre Laperle, est en excellent accord avec les résultats expérimentaux publiés. Toutefois, du moins pour le cas du laser à fibre émettant à 455 nm, les résultats de ce dernier modèle ne concordent pas avec ceux du modèle réalisé dans le cadre de ce projet de maîtrise.

Au niveau expérimental, des procédures de clivage et de polissage des extrémités des fibres de verre fluoré monomodes ont été développées. De plus, nous avons élaboré une technique d'épissure mécanique permettant la jonction d'une fibre de verre fluoré avec une fibre de silice. Dans plusieurs cas, cette technique permet l'atteinte de pertes d'épissure inférieures à 1 dB avec une grande reproductibilité.

Nous n'avons pu modéliser adéquatement le fonctionnement d'un laser à fibre Er-ZBLAN à 1,66  $\mu\text{m}$  dû au manque de données spectroscopiques disponibles. En reproduisant à l'aide de notre modèle théorique les courbes de saturation de la pompe mesurées expérimentalement, nous avons pu comparer les sections efficaces d'absorption par les états excités pour différentes longueurs d'onde. Ces mesures ont été complétées par des mesures de fluorescence amplifiée. Aucun gain dans la bande 1,6 - 1,7  $\mu\text{m}$  n'a été mesuré sur une fibre Er-ZBLAN pompée en régime continu à 798 nm et à 980 nm. Une cavité laser a tout de même été assemblée en joignant mécaniquement à la fibre dopée des réseaux Bragg photoinduits dans des fibres de silice. Aucun effet laser n'a été observé. Malgré l'échec de cette partie du projet, une importante expertise a été acquise dans le développement de composants à fibre de verre fluoré dopées aux terres rares.

Vraisemblablement, il est peu probable que des lasers à fibre de verre fluoré émettant à 1,66  $\mu\text{m}$  soient utilisés pour des applications de réflectométrie optique. Par contre, l'issue de la course pour les applications des lasers compacts émettant dans le visible est moins prévisible. Les lasers à fibre de verre fluoré pompés par transitions multiples ont un avenir prometteur, entre autres, dans l'affichage laser. Pour que ces applications voient le jour, la technologie de la fabrication des fibres de verre fluoré doit être améliorée. Il y a encore beaucoup de travail à faire pour améliorer les propriétés mécaniques des fibres monomodes, leur résistance à un environnement humide et oxydant, et leurs pertes de propagation. De plus, ces fibres doivent être produites de

façon reproductible, avoir un bon alignement du cœur avec la gaine optique, et surtout être vendues à un coût moins élevé.

L'amélioration des procédés de fabrication et la diminution des coûts de production peuvent se réaliser par des transferts de technologie efficaces et une bonne collaboration entre les universités et les entreprises. À l'heure actuelle, le savoir-faire relié à la fabrication de fibres de qualité est jalousement gardé par quelques individus. Cet oligopole, en favorisant des prix élevés et en associant aux fibres de verre fluoré l'image d'un produit de luxe, nuit à son propre marché. De plus, beaucoup d'efforts de recherche sont consacrés au développement de nouveaux verres. Même si ces recherches sont très louables et profitables, trop peu d'efforts sont consacrés au perfectionnement de la technologie des verres existants. Une réorientation partielle de la recherche vers des objectifs d'applications à plus court terme encouragerait l'industrie à investir à son tour plus massivement dans cette technologie. Si une collaboration plus dynamique venait à se créer entre les principaux acteurs en cause, la venue d'applications commerciales massives des fibres de verre fluoré dopées aux terres rares ne saurait tarder.

## RÉFÉRENCES

- [1] M. Poulain, M. Poulain, J. Lucas, et P. Brun, *Mat. Res. Bull.* **10** (1975) 243-246.
- [2] P. W. France, S. F. Carter, M. W. Moore, et C. R. Day, *Br. Telecom. Techn. J.* **5** (1987) 28.
- [3] L. G. Van Uitert, A. J. Bruce, W. H. Grodkiewicz, et D. L. Wood, *Mat. Sci. Forum* **6** (1985) 591.
- [4] B. Clesca, D. Bayart, L. Hamon, J. L. Belat, C. Coeurjolly, et L. Berthelon, "Over 25 nm, 16-wavelength-multiplexed signal amplification through fluoride-based fibre-amplifier cascade," *Electronics Letters* **30** (1994) 586-588.
- [5] A. Bjarklev, *Optical Fiber Amplifiers: Design and System Applications* (Artech House inc., Norwood, 1993).
- [6] A. Mori, M. Yamada, Y. Ohishi, et M. Shimizu, "Ultra-Broadband Amplification for DWDM Systems," présenté à *ECOC'99*, (Nice, France, 1999).
- [7] T. Komukai, T. Yamamoto, T. Sugawa, et Y. Miyajima, "Upconversion Pumped Thulium-Doped Fluoride Fiber Amplifier and Laser Operating at 1.47  $\mu\text{m}$ ," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **31** (1995) 1880-1889.
- [8] J. Kani, T. Sakamoto, M. Jinno, T. Kanamori, M. Yamada, et K. Oguchi, "1470 nm band wavelength division multiplexing transmission," *Electronics Letters* **34** (1998) 1118-1119.
- [9] P. G. Peretta, E. Cottino, et M. Artiglia, "Out-of-Band On-Line Monitoring of the Optical Network," présenté à *Thirteenth Annual Conference on European Fibre Optic Communications and Networks*, (Brighton, 1995).
- [10] H. Takasugi, N. Tomita, J. Nakano, et N. Atobe, "Design of a 1.65- $\mu\text{m}$ -Band Optical Time-Domain Reflectometer," *Journal of Lightwave Technology* **11** (1993) 1743-1747.
- [11] C. Scheerer, "OTDR pulse power limit in on-line monitoring of optical fibres owing to stimulated Raman scattering," *Electronics Letters* **32** (1996) 679-680.

- [12] P. M. Kjeldsen, M. Obro, J. S. Madsen, et S. K. Nielsen, "SRS induced depletion of 1540 nm signal co-propagating with 1630 nm OTDR pulses," *Electronics Letters* **32** (1996) 1914-1916.
- [13] D. Derickson, *Fiber Optic Test and Measurement* (Prentice-Hall, Upper Saddle River, 1998).
- [14] S. Nakamura et G. Fasol, *The Blue Laser Diode* (Springer-Verlag, Berlin, 1997).
- [15] Y. K. Chen, Y. R. Wu, C. H. Chang, C. C. Lee, F. Y. Tsai, C. S. Wang, et Y. K. Tu, "In-service supervisory AM-VSB CATV supertrunk system using 1310/1650 nm optical time domain reflectometer," présenté à *OFC'98*, (1998).
- [16] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2e édition (Academic Press, San Diego, 1995).
- [17] R. H. Stolen, *Proc. IEEE* **68** (1980).
- [18] T. Sato, T. Horiguchi, et Y. Koyamada, "A Tunable 1.6  $\mu\text{m}$  Band Optical Time-domain Reflectometer," *Journal of Optical Communications* **19** (1998) 149-153.
- [19] H. H. Kee, G. P. Lees, et T. P. Newson, "Extended-range optical time domain-reflectometry system at 1.65  $\mu\text{m}$  based on delayed Raman amplification," *Optics Letters* **23** (1998) 349-351.
- [20] R. G. Smart, J. N. Carter, D. C. Hanna, et A. C. Tropper, "Erbium doped fluorozirconate fibre laser operating at 1.66 and 1.72  $\mu\text{m}$ ," *Electronics Letters* **26** (1990) 649-651.
- [21] M. Pollnau, C. Ghisler, W. Lüthy, et H. P. Weber, "Three-transition cascade erbium laser at 1.7, 2.7, and 1.6  $\mu\text{m}$ ," *Optics Letters* **22** (1997) 612-614.
- [22] R. G. Smart, D. C. Hanna, A. C. Tropper, S. T. Davey, S. F. Carter, et D. Szabesta, "CW room temperature upconversion lasing at blue, green and red wavelengths in infrared-pumped  $\text{Pr}^{3+}$ -doped fluoride fibre," *Electronics Letters* **27** (1991) 1307-1309.
- [23] Y. Zhao et S. Fleming, "All-solid state and all-fibre blue upconversion laser," *Electronics Letters* **32** (1996) 1199-1200.
- [24] A. C. Tropper, "Fluoride Glass Fiber Lasers," *Material Research Society Symposium proceedings* **329** (1994) 159-165.
- [25] P. R. Barber, C. J. Mackechnie, R. D. T. Lauder, H. M. Pask, A. C. Tropper, D. C. Hanna, S. D. Butterworth, M. J. McCarthy, J.-L. Archambault, et L. Reekie, "All Solid State Blue Room-temperature Thulium-doped Upconversion Fiber Laser," présenté à *OSA Topical Meeting on Compact Blue-Green Lasers*, Proc. OSA (Salt Lake City, 1994).

- [26] S. G. Grubb, K. W. Bennett, R. S. Cannon, et W. F. Humer, "CW room-temperature blue upconversion fibre laser," *Electronics Letters* **28** (1992) 1243-1244.
- [27] G. Tohmon, J. Ohya, H. Sato, et T. Uno, "Invreased Efficiency and Decreased Threshold in Tm-ZBLAN Blue Fiber Laser Co-Pumped by 1.1- $\mu$ m and 0.68- $\mu$ m Light," *IEEE Photonics Technology Letters* **7** (1995) 742-744.
- [28] G. Tohmon, H. Sato, J. Ohya, et T. Uno, "Thulium:ZBLAN blue fiber laser pumped by two wavelengths," *Applied Optics* **36** (1997) 3381-3386.
- [29] R. Paschotta, P. R. Barber, A. C. Tropper, et D. C. Hanna, "Characterization and modeling of thulium:ZBLAN blue upconversion fiber lasers," *Journal of the Optical Society of America B* **14** (1997) 1213-1218.
- [30] F. Duclos et P. Urquhart, "Thulium-doped ZBLAN blue upconversion fiber laser: theory," *Journal of the Optical Society of America B* **12** (1995) 709-717.
- [31] R. Paschotta, N. Moore, W. A. Clarkson, A. C. Tropper, D. C. Hanna, et G. Mazé, "230 mW of Blue Light From a Thulium-Doped Upconversion Fiber Laser," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **3** (1998) 1100-1102.
- [32] P. Laperle, A. Chandonnet, et R. Vallée, "Photoinduced absorption in thulium-doped ZBLAN fibers," *Optics Letters* **20** (1995) 2484-2486.
- [33] P. Laperle, R. Vallée, et A. Chandonnet, "Thulium-doped ZBLAN fiber laser," présenté à *Laser Resonators II*, Proc. SPIE **3611** (San Jose, 1999).
- [34] M. P. Le Flohic, J. Y. Allain, G. M. Stephan, et G. Mazé, "Room-temperature continuous-wave upconversion laser at 455 nm in a Tm<sup>3+</sup> fluorozirconate fiber," *Optics Letters* **19** (1994) 1982-1984.
- [35] R. Eisberg et R. Resnick, *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei, and Particles* (John Wiley & Sons, New York, 1974).
- [36] I. D. Aggarwal et G. Lu, *Fluoride Glass Fiber Optics* (Academic Press, San Diego, 1991).
- [37] J. L. Adam, F. Smektala, et J. Lucas, "Active fluoride glass optical waveguides for laser sources," *Optical Materials* **4** (1994) 85-90.
- [38] M. J. F. Digonnet, *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers* (Marcel Dekker Inc., New York, 1993).
- [39] E. Desurvire, *Erbium-doped fiber amplifiers: principles and applications* (John Wiley & Sons Inc., New York, 1994).

- [40] M. J. F. Digonnet, M. K. Davis, et R. H. Pantell, "Rate Equations for Clusters in Rare Earth-Doped Fibers," *Optical Fiber Technology* **1** (1994) 48-58.
- [41] A. E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Sausalito, 1986).
- [42] W. J. Miniscalco, "Optical and Electronic Properties of Rare Earth Ions in Glasses," dans *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, M. J. F. Digonnet, éditeur (Marcel Dekker, New York, 1993).
- [43] C. B. Layne, W. H. Lowdermilk, et M. J. Weber, "Nonradiative Relaxation of Rare-Earth Ions in Silicate Laser Glass," *IEEE Journal of Quantum Electronics* (1975) 798-799.
- [44] F. Pellé, N. Gardant, et F. Auzel, "Effect of excited-state population density on nonradiative multiphonon relaxation rates of rare-earth ions," *Journal of the Optical Society of America B* **15** (1998) 667-679.
- [45] J. A. Buck, *Fundamentals of Optical Fibers* (John Wiley & Sons Inc., New York, 1995).
- [46] M. J. F. Digonnet, "Closed-Form Expressions for the Gain in Three- and Four-Level Laser Fibers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **26** (1990) 1788-1796.
- [47] C. Barnard, P. Myslinski, J. Chrostowski, et M. Kavehrad, "Analytical Model for Rare-Earth-Doped Fiber Amplifiers and Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **30** (1994) 1817-1830.
- [48] J. Chen, X. Zhu, et W. Sibbett, "Rate-equation studies of erbium-doped fiber lasers with common pump and laser energy bands," *Journal of the Optical Society of America B* **9** (1992) 1876-1882.
- [49] I. Kelson et A. A. Hardy, "Strongly Pumped Fiber Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **34** (1998) 1570-1577.
- [50] Y. Zhao, "An analytical model for Pr<sup>3+</sup>-doped fluoride fibre upconversion lasers," *Optics Communications* **134** (1997) 470-478.
- [51] Y. Zhao et S. Fleming, "Theory of Pr<sup>3+</sup>-Doped Fluoride Fiber Upconversion Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33** (1997) 905-915.
- [52] A. W. Snyder et J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* (Chapman & Hall, London, 1983).
- [53] A. Bjarklev, S. L. Hansen, et J. H. Povlsen, "Large signal modelling of an Erbium doped fibre amplifier," présenté à *Fiber Laser Sources and Amplifiers*, Proc. SPIE **1171** (1989).

- [54] W. H. Press, S. A. Teukolsky, B. P. Flannery, et W. T. Wetterling, *Numerical Recipes in C - The Art of Scientific Computing* (Cambridge University Press, Cambridge, 1988).
- [55] F. Brunet, P. Laperle, R. Vallée, S. LaRochelle, et L. Pujol, "Modeling of Tm-doped ZBLAN blue upconversion fiber lasers operating at 455 nm," présenté à *Infrared Fibers and Their Applications*, Proc. SPIE **3849** (Boston, 1999).
- [56] E. W. J. L. Oomen et E. J. Lous, "A Material and Device Study for Obtaining a Blue Upconversion Fiber Laser," *Philips Journal of Research* **46** (1992) 157-198.
- [57] P. Laperle, Thèse présentée à l'Université Laval, (En préparation).
- [58] M. Saad, Communication personnelle.
- [59] D. Marcuse, "Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices," *The Bell System Technical Journal* **56** (1977) 703-718.
- [60] Y. Miyajima, T. Komukai, T. Sugawa, et T. Yamamoto, "Rare Earth-Doped Fluoride Fiber Amplifiers and Fiber Lasers," *Optical Fiber Technology* **1** (1994) 35-47.
- [61] R. S. Quimby et W. J. Miniscalco, "Continuous-wave lasing on a self-terminating transition," *Applied Optics* **28** (1989) 14-16.
- [62] T. Catunda, L. A. O. Nunes, A. Florez, Y. Messaddeq, et M. A. Aegerter, "Frequency upconversion mechanisms in Er<sup>3+</sup>-doped fluorindate glasses," présenté à *QELS'96*, (1996).
- [63] R. S. Quimby, W. J. Miniscalco, et B. Thompson, "Excited state absorption at 980 nm in erbium doped glass," présenté à *Fiber Laser Sources and Amplifiers III*, Proc. SPIE **1581** (1991).
- [64] Y. Ohishi, M. Yamada, T. Kanamori, et S. Sudo, "Optical Fiber Amplifiers for WDM Transmission," *NTT Review* **10** (1998) 45-51.
- [65] J. McDougall, D. B. Hollis, et M. J. P. Payne, "Judd-Ofelt parameters of rare earth ions in ZBLALi, ZBLAN and ZBLAK fluoride glass," *Physics and Chemistry of Glasses* **35** (1994) 258-259.
- [66] J. McDougall, D. B. Hollis, et M. J. P. Payne, "Spectroscopic properties of Er<sup>3+</sup> in ZBLAN fluoride glass," *Physics and Chemistry of Glasses* **37** (1996) 256-257.
- [67] M. D. Schinn, W. A. Sibley, M. G. Drexage, et R. N. Brown, "Optical transitions of Er<sup>3+</sup> ions in fluorozirconate glass," *Physical Review B* **27** (1983) 6635-6648.

- [68] L. Wetenkamp, *Charakterisierung von laseraktiv dotierten Schwermetallfluorid-Gläsern und Faserlasern*, Thèse présentée à Technischen Universität Carolo-Wilhelmina, (Braunschweig, 1991).
- [69] D. Péan, P. Urquhart, et J.-C. Favreau, "Green upconversion erbium-doped fibre amplifiers pumped into  $^4I_{11/2}$ : a numerical simulation," *Optics Communications* **107** (1994) 489-498.
- [70] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (John Wiley & Sons Inc., New York, 1991).
- [71] F. Brunet, Logiciel de modélisation des amplificateurs et lasers à fibre, Rapport INO 99-4201-2 (1999).

## ANNEXE A

### PETIT LEXIQUE DES TERMES FRANCOPHONES ET DES ACRONYMES

#### **A.1 Termes francophones**

Accord de phase approché

*Quasi-phase matching.* Accord de phase réalisé par l'inversion périodique de domaines dans un cristal.

Adaptateur pour fibre nue

*Bare fiber adapter.* Connecteur temporaire permettant de joindre une fibre nue à une fibre connectorisée.

Autodestruction de l'inversion de population

*Self-terminating transition.* Transition laser dont le temps de vie du niveau inférieur est supérieur au temps de vie du niveau supérieur.

Capillarisation

Action d'insérer et de fixer une fibre optique dans un tube capillaire, puis d'en

|                                 |  |
|---------------------------------|--|
|                                 | polir l'extrémité.   |
| Dégainage                       | Action de retirer la gaine protectrice d'une fibre optique, par un moyen chimique ou mécanique.                        |
| Diode laser à grande surface    | <i>Broad area laser diode.</i>   |
| Efficacité différentielle       | <i>Slope efficiency.</i> Dérivée de la puissance de sortie d'un laser en fonction de la puissance pompe injectée.      |
| Efficacité globale              | <i>Overall efficiency.</i> Rapport entre la puissance de sortie d'un laser et la puissance pompe totale injectée.      |
| Épissure                        | <i>Splice.</i> Jonction entre deux fibres optiques.  |
| Fibre métallique                | <i>Piano wire.</i> Fil métallique souple de dimensions comparables à une fibre optique monomode.                       |
| Microscope à connecteur         | <i>Connector viewer.</i> Instrument permettant d'examiner la qualité d'un connecteur.                                  |
| Photodégradation                | <i>Photodarkening.</i> Dégradation de la transmission d'un verre suite à l'exposition à de fortes puissances optiques. |
| Pompage à transitions multiples | <i>Upconversion pumping.</i> Mécanisme de pompage comportant plusieurs transitions à la longueur d'onde de pompe.      |

Processus coopératif de conversion de fréquence vers le bleu

*Cooperative upconversion.* Processus de transfert non radiatif d'énergie entre ions voisins.

## A.2 Acronymes

| Acronyme | Signification                             | Traduction française                      |
|----------|---|---|
| ASE      | <i>Amplified Spontaneous Emission</i>     | Émission spontanée amplifiée              |
| EDFA     | <i>Erbium-Doped Fiber Amplifier</i>       | Amplificateur à fibre dopée à l'erbium    |
| ESA      | <i>Excited-State Absorption</i>           | Absorption par les états excités          |
| GSA      | <i>Ground-State Absorption</i>            | Absorption à l'état fondamental           |
| LED      | <i>Light Emitting Diode</i>               | Diode électroluminescente                 |
| PDFA     | <i>Praseodymium-Doped Fiber Amplifier</i> | Amplificateur à fibre dopée au praséodyme |
| PEFL     | <i>Pulsed Erbium-Doped Fiber Laser</i>    | Laser à fibre dopée à l'erbium pulsé      |
| SRS      | <i>Stimulated Raman Scattering</i>        | Diffusion Raman stimulée                  |

## **ANNEXE B**

### **SIMULATEUR D'AMPLIFICATEUR ET DE LASER À FIBRE**

Cette annexe décrit plus en détail le simulateur d'amplificateur et de laser à fibre développé au cours de ce projet de maîtrise. Le fonctionnement du simulateur est basé sur l'approche décrite au chapitre III. L'ensemble du programme a été mis au point à l'aide de *Matlab*. Ce logiciel est pourvu d'une interface graphique conviviale et est très facile à utiliser. La première section de l'annexe décrit cette interface graphique ainsi que les possibilités du logiciel, alors que la seconde section traite de l'algorithme utilisé pour exécuter les calculs. Un manuel de l'utilisateur complet est disponible sous forme de rapport interne à l'INO [71].

#### **B.1 Interface graphique**

La fenêtre principale de l'interface graphique du simulateur est illustrée à la figure B.1. Elle est divisée en sept sections :

1. Paramètres de la fibre
2. Paramètres spectroscopiques
3. Pompage optique
4. Signal CW

5. Paramètres de simulation
6. Rétroaction optique sur le signal CW
7. Démarrage, unités et options

La section *Paramètres de la fibre* permet à l'utilisateur de spécifier entre autres le rayon du cœur, l'ouverture numérique et la longueur de la fibre dopée. La section *Paramètres spectroscopiques* est formée de quatre menus déroulants spécifiant le type de dopant, la nature de la matrice de verre, ainsi que les longueurs d'onde de la pompe et du signal. Les longueurs d'onde disponibles dépendent bien entendu du type de dopant et de la matrice de verre. La configuration et la puissance de la pompe se retrouvent à la section *Pompage optique*. La puissance pompe peut être une valeur unique ou bien un intervalle comprenant plusieurs valeurs. Dans ce dernier cas, la simulation est répétée pour chacune de ces valeurs de puissance pompe. La section *Signal CW* comprend la puissance signal injectée dans un amplificateur, ainsi que la largeur de bande effective de l'émission spontanée. Les *Paramètres de simulation* regroupent un ensemble de valeurs qui n'ont rien à voir avec le dispositif physique, mais qui contrôlent le déroulement de la simulation. On y retrouve le nombre de segments sur la fibre, le nombre de régions annulaires, le nombre maximal d'itérations à effectuer, et le critère de convergence de l'algorithme. Le type de dispositif est défini dans la section *Rétroaction optique sur le signal CW*. Les réflectivités des miroirs d'un laser Fabry-Perot s'y retrouvent également. Finalement, une dernière section permet à l'utilisateur de spécifier les unités des résultats fournis par le simulateur, d'accéder à une fenêtre d'options, et de démarrer une simulation.

La fenêtre d'options du simulateur est illustrée à la figure B.2. Cette fenêtre permet à l'utilisateur de spécifier les pertes de propagation pour chacune des longueurs d'onde se propageant dans la fibre, ainsi que les pertes de couplage engendrées lors de la réflexion sur un miroir d'une cavité laser. Si la fibre est pompée par deux pompes de longueurs d'onde distinctes, la puissance de la pompe secondaire est spécifiée dans cette fenêtre.

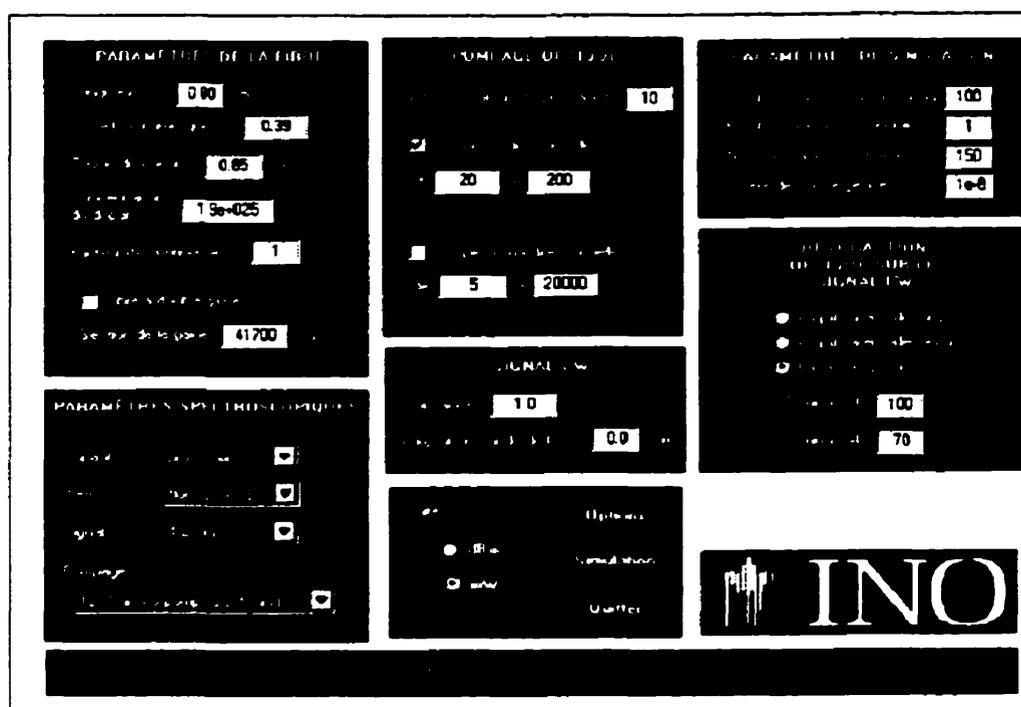


Figure B.1 : Fenêtre principale de l'interface graphique du simulateur

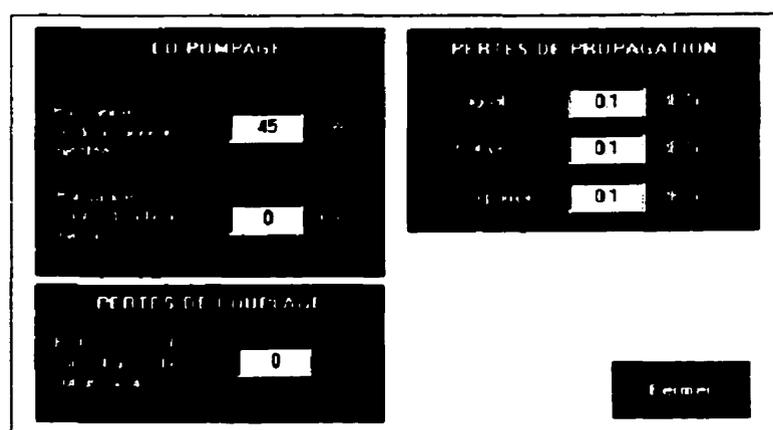


Figure B.2 : Fenêtre d'options de l'interface graphique du simulateur

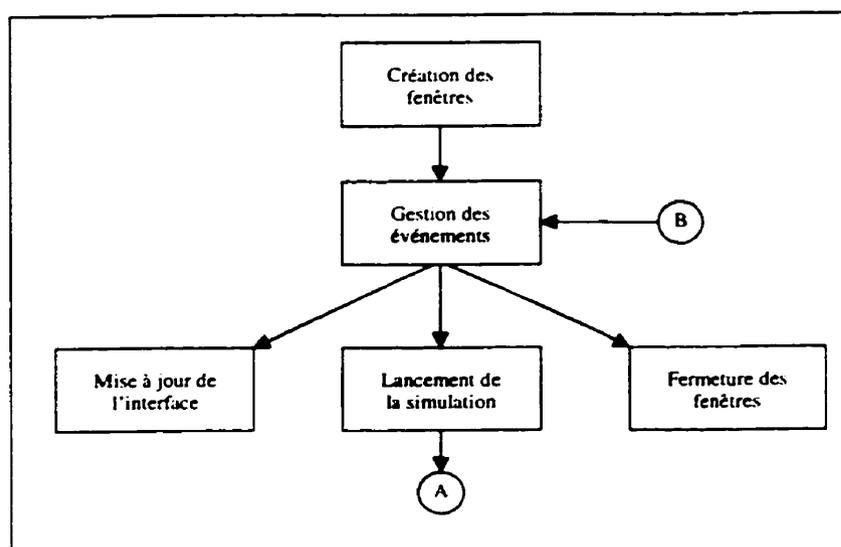
Une fois l'ensemble des paramètres spécifiés dans la fenêtre principale du simulateur, et si besoin dans la fenêtre d'options, l'utilisateur n'a qu'à cliquer sur le bouton *Simulation* de la fenêtre principale pour entamer les calculs. Une barre de messages au bas de la fenêtre principale indique quelle étape du calcul est en cours, et affiche un éventuel message d'erreur.

Une fois les calculs complétés, les données de sortie du simulateur sont produites sous deux formes. Tout d'abord, un rapport écrit est affiché dans la fenêtre de commande de

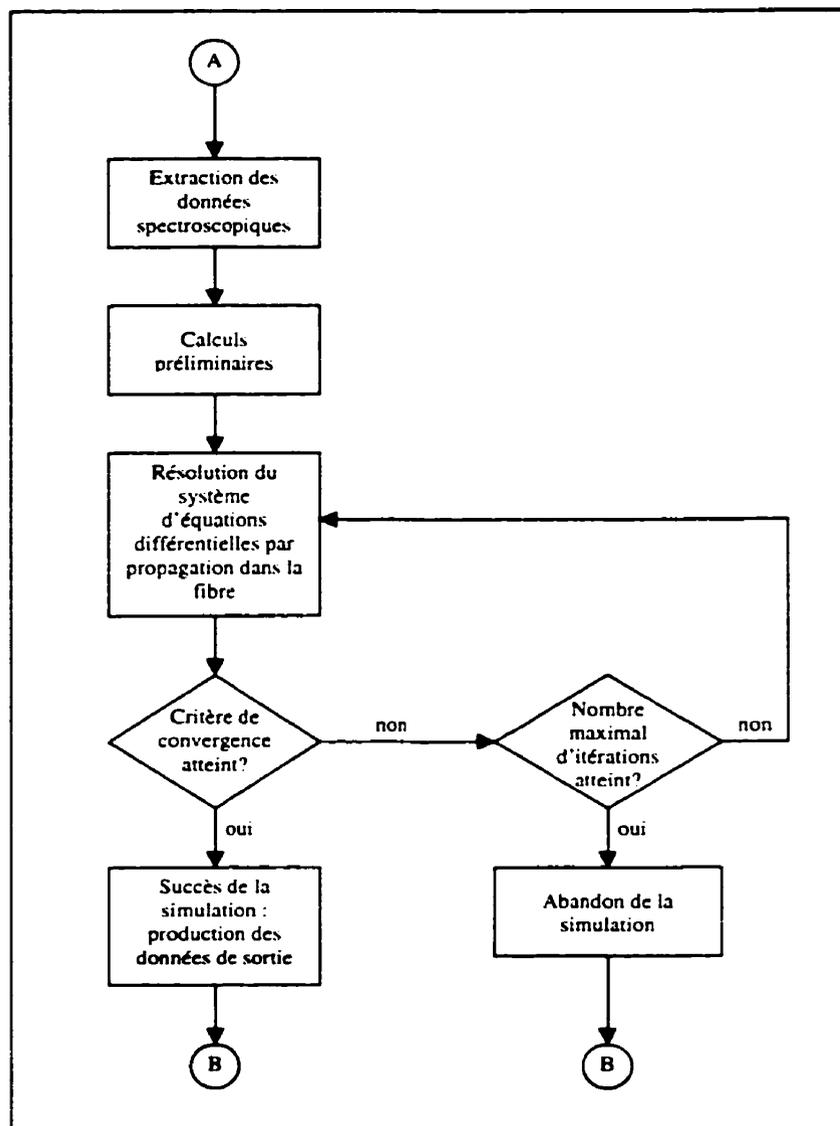
*Matlab.* On y rappelle les données d'entrée de la simulation, les paramètres spectroscopiques (temps de vie, sections efficaces, etc) sont spécifiés, et certains résultats importants sont mentionnés. Le logiciel génère également un certain nombre de graphiques détaillant les résultats des calculs. Les puissances du signal, de la pompe et de l'ASE sont tracées. Si une seule valeur de puissance pompe est utilisée, ces résultats sont donnés en fonction de la position sur la fibre dopée. Sinon, l'abscisse est plutôt la puissance pompe.

## B.2 Algorithme et structure

Le logiciel de modélisation est formé d'un ensemble de fonctions *Matlab*. Certaines de ces fonctions génèrent l'interface graphique et gèrent les événements qui en sont issus. D'autres stockent ou produisent les données spectroscopiques nécessaires aux calculs, et la plupart effectuent des calculs numériques.



**Figure B.3 :** Algorithme général du simulateur (suite à la figure B.4)



**Figure B.4 :** Algorithme général du simulateur (suite de la figure B.3)

L'algorithme général du programme est illustré au figures B.3 et B.4. Au démarrage du programme, les fenêtres de l'interface sont créées. L'exécution est ensuite suspendue, en attente d'un événement dans l'une des fenêtres. La gestion de ces événements se traduit par trois actions possibles. La modification de certains paramètres de simulation, comme le type de dopant ou la rétroaction optique, entraîne une mise à jour de l'interface. Dans le cas où l'utilisateur clique sur le bouton « Quitter », il y a fermeture de l'ensemble des fenêtres du programme. Finalement, si l'utilisateur clique sur le bouton « Simulation », la partie de l'algorithme décrite à la figure B.4 est amorcée. La simulation débute par l'extraction des données spectroscopiques nécessaires aux calculs. Sont ensuite effectués

plusieurs calculs préliminaires, après quoi le calcul itératif débute. Après chaque aller-retour dans la fibre, la convergence de l'algorithme est vérifiée. Si la convergence n'est pas atteinte après un nombre prédéfini d'itérations, la simulation est abandonnée. Si par contre le critère de convergence est satisfait, les données de sortie sont produites. Dans un cas comme dans l'autre, l'exécution retourne à la gestion des événements de l'interface graphique. La référence [71] donne de plus amples détails sur la structure du logiciel, incluant l'arbre des appels de fonction.