



HAL
open science

Étude et réalisation de sources laser impulsionnelles en optique intégrée sur verre : Application à la génération de supercontinuum

Bertrand Charlet

► **To cite this version:**

Bertrand Charlet. Étude et réalisation de sources laser impulsionnelles en optique intégrée sur verre : Application à la génération de supercontinuum. Optique / photonique. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT: . tel-00660611v1

HAL Id: tel-00660611

<https://theses.hal.science/tel-00660611v1>

Submitted on 17 Jan 2012 (v1), last revised 19 Mar 2012 (v2)

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Optique et Radiofréquence**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Bertrand CHARLET

Thèse dirigée par **Pr. Jean-Emmanuel BROQUIN** et
codirigée par **Dr. Lionel BASTARD**

préparée au sein du **Laboratoire : Institut de Microélectronique,
Electromagnétisme et Photonique – Laboratoire
d'Hyperfréquence et Caractérisation.**

dans l'**École Doctorale Electronique, Electrotechnique,
Automatisme et Traitement du Signal**

Étude et réalisation de sources laser impulsionnelles en optique intégrée sur verre : Application à la génération de supercontinuum

Thèse soutenue publiquement le **6 décembre 2011**,
devant le jury composé de :

Pr. Pierre BENECH

Professeur des universités à Phelma, Grenoble, Président

Dr. Taha BENYATTOU

Directeur de recherche à INL, Lyon, Rapporteur

Pr. Thomas SÜDMEYER

Full professor à l'université de Neuchâtel, Rapporteur

Dr. Guillaume HUSS

PDG de la société Leukos à Limoges, Examineur

Dr. Lionel BASTARD

Maître de conférence à Phelma, Grenoble, co-encadrant

Pr. Jean-Emmanuel BROQUIN

Professeur des universités à Phelma, Grenoble, Directeur de thèse



Remerciements

Je remercie Gérard Ghibaudo, directeur de l'IMEP-LaHC, pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire où j'ai pu travailler dans d'excellentes conditions.

Je voudrais également remercier les personnes qui ont accepté de faire partie de mon jury de soutenance. Je suis particulièrement honoré que M. Pierre Benech, actuel directeur de l'école d'ingénieur Phelma (Grenoble), ait accepté de présider ce jury. Ensuite, je remercie M. Thomas Südmeyer de l'université de Neuchâtel ainsi que M. Taha Benyattou de l'Institut de Nanotechnologie de Lyon, pour avoir accepté de rapporter sur ce travail. Je remercie également M. Guillaume Huss qui a accepté d'être examinateur lors de ma soutenance de thèse. Je suis honoré et flatté de leur intérêt pour mon travail étant donné le niveau scientifique particulièrement élevé de ces personnes.

Un grand merci à mes deux directeurs de thèse : Jean-Emmanuel Broquin et Lionel Bastard pour avoir accepté de travailler avec moi et pour leur qualité d'encadrement ainsi que leur complémentarité durant ces trois années. Merci de m'avoir laissé m'épanouir dans mon projet et, même si c'était parfois un peu douloureux, de m'avoir fait travailler mes défauts. La qualité de mon encadrement a non seulement participé à la qualité de cette thèse mais m'a également donné l'envie de le transmettre en effectuant une carrière scientifique.

Je tiens à remercier les personnes qui sont trop peu mises en valeur pour leurs compétences : les techniciens. Plus particulièrement, merci à Grég2002 alias Grégory pour les discussions d'optique et sans qui les caractérisations optiques des dispositifs de cette thèse n'auraient pas pu être menées à bien. Son humour et sa spontanéité permettent un travail et une interaction dans la bonne humeur. Merci à Aude pour le support technique en salle blanche. En effet, les procédés technologiques ne tourneraient pas sans elle. De plus, sa gentillesse et sa disponibilité rendent le travail avec elle très agréable. Merci à Nicolas sans qui les mesures des impulsions avec du matériel rapide n'auraient pas été possibles. Sa sympathie et ses conseils sur l'utilisation de ce matériel m'ont permis un travail efficace.

Je remercie Guy Vitrant, le responsable du thème Photo, pour les nombreuses discussions scientifiques notamment sur l'optique non-linéaire. Une aide précieuse qui m'a été très utile pour

modéliser les phénomènes physiques permettant le fonctionnement du laser en régime de soliton dissipatif.

Merci à Élise pour ses conseils et soutiens tant en enseignement qu'en recherche. Sa sympathie et sa rigueur m'ont beaucoup enrichi. Merci à Davide, il figo del lab, notamment pour sa précieuse aide en électronique et radiofréquence. J'ai beaucoup apprécié nos discussions tant sur l'enseignement que sur l'Italie.

Je remercie également la bande des thésards du FLEICH. En commençant par les collègues du bureau Lydie, Tomtom, Mimine et plus récemment mon ancien stagiaire Fafa. Un grand merci pour la bonne ambiance du bureau et l'entre aide au jour le jour, ça m'a fait plaisir de bosser avec vous ! Merci al bello Marco, pour les blagues du dimanche aprèm. Sans oublier les thésards du bureau des premier années, Hana, François, Elsa, Marcus et aussi Friederike. Pour leur bonne humeur et sans qui l'ambiance de cette équipe n'aurait pas été aussi agréable. Ça fait plaisir de pouvoir travailler avec de telles personnes.

Un grand merci à Quentin pour nos discussions tant scientifiques qu'amicales, et également pour m'avoir soutenu moralement et conseillé scientifiquement. Mais aussi pour avoir apprécié mon « double – rainbow » !

Je dis aussi merci à toute l'équipe du CIME pour leur compétence et leur sympathie. J'ai beaucoup apprécié votre aide et votre investissement pour faire tourner les TPs CIME ou PHOG.

Merci à toutes les personnes du laboratoire avec qui j'ai pu discuter souvent de choses intéressantes : Béatrice, Youla, Raphaël, Irina, Zine, Alina, Amélie, William, Anne, Fabrice, Bruno, Maxime, Christophe, Xavier, Rémi, Arnaud, Laurent... Votre rencontre fut très enrichissante.

Je remercie le personnel administratif du laboratoire : Valérie, Dhalila, Annaïck, Anne et Chahla. Votre efficacité pour traiter les affaires administratives m'ont été d'une aide précieuse.

Un grand merci à tous mes amis. Paul et Pallavi pour les nombreux dîners fort sympathiques et les soirées passés ensemble. Repi, Nanou, Loubarth, Nieu, Audrey, Ramon, Ha Lan, Alex, Isa et HP pour tous ces bons moments, je souhaite un bon courage aux futurs docteurs !

Je remercie fortement ma famille, ma grande sœur Émilie qui m'a fait profiter de son expérience et m'a soutenu sur la fin de ma rédaction. Mon petit frère Julien qui par son humour m'a notamment permis de me détendre un peu avant la soutenance. Et finalement mes parents pour leur soutien au jour le jour dans tous ce que j'ai entrepris. Je suis fier d'avoir une famille aussi formidable.

Et enfin, ringrazio il mio amore Francesca per tutto quello che mi ha portato e per la sua pazienza ed il suo aiuto che mi hanno dato la stabilita necessaria per avere successo serenamente. Sono felicissimo di stare con te.

Table des matières

| | |
|--|------|
| Remerciements | iii |
| Table des matières | v |
| Glossaire | xi |
| Acronymes : | xi |
| Symboles latins : | xii |
| Symboles grecs : | xiii |
| Introduction générale | 1 |
| Chapitre I Contexte et objectifs | 5 |
| SOMMAIRE | 5 |
| I.1 INTRODUCTION | 5 |
| I.2 LA LUMIERE BLANCHE, DE LA DECOUVERTE A LA GENERATION | 6 |
| I.2.1 <i>Découverte et motivations des sources « blanches »</i> | 6 |
| I.2.1.1 Contexte historique | 6 |
| I.2.1.2 Méthodes interférométriques nécessitant une source blanche | 8 |
| I.2.2 <i>Solutions existantes pour la génération de spectres larges</i> | 12 |
| I.2.2.1 Lampe à arc au Xénon | 12 |
| I.2.2.2 Les LEDs blanches | 13 |
| I.2.2.3 Les sources laser blanches | 14 |
| I.2.3 <i>Bilan des sources blanches</i> | 14 |
| I.3 LES SOURCES SUPERCONTINUUM | 15 |
| I.3.1 <i>Principe de fonctionnement</i> | 15 |
| I.3.2 <i>Réalisation du confinement</i> | 17 |
| I.3.2.1 Source en espace libre | 17 |
| I.3.2.2 Utilisation des fibres optiques | 18 |
| I.3.3 <i>Pompage des fibres à cristaux photoniques</i> | 19 |
| I.3.3.1 Génération de supercontinuum utilisant un laser impulsionnel à blocage de modes | 19 |
| I.3.3.2 Génération de supercontinuum utilisant un laser impulsionnel déclenché par modulation passive des pertes | 20 |

| | | |
|---|---|----|
| I.3.3.3 | Génération de supercontinuum utilisant un laser continu..... | 21 |
| I.3.3.4 | Bilan..... | 21 |
| I.3.4 | État de l'art des lasers impulsionnels déclenchés par modulation passive des pertes | 21 |
| I.3.5 | Principe de fonctionnement des lasers impulsionnels..... | 22 |
| I.3.6 | Les microlasers impulsionnels..... | 23 |
| I.3.7 | Les lasers impulsionnels sur fibre optique..... | 25 |
| I.3.8 | Les lasers impulsionnels en semi-conducteur..... | 25 |
| I.3.9 | Les lasers impulsionnels sur niobate de lithium..... | 26 |
| I.3.10 | Les lasers impulsionnels en optique intégrée sur verre..... | 27 |
| I.3.11 | Bilan..... | 29 |
| I.4 | OBJECTIFS DE L'ETUDE..... | 30 |
| I.5 | CONCLUSION..... | 32 |
| Chapitre II Étude et dimensionnement du laser impulsionnel déclenché par modulation passive des pertes..... | | 33 |
| SOMMAIRE..... | | 33 |
| II.1 | INTRODUCTION..... | 33 |
| II.2 | AMPLIFICATEUR EN OPTIQUE GUIDÉE..... | 34 |
| II.2.1 | Interaction photon-matière et gain d'un amplificateur..... | 34 |
| II.2.2 | Cas de l'ion Néodyme dans le verre IOG1..... | 36 |
| II.2.3 | L'amplification dans un guide d'ondes..... | 39 |
| II.2.3.1 | Généralité sur le guidage..... | 40 |
| II.2.3.2 | Gain modal..... | 43 |
| II.2.3.3 | Cas des guides réalisés par échange d'ions..... | 44 |
| II.2.4 | Dimensionnement du guide d'ondes amplificateur..... | 47 |
| II.2.4.1 | Détermination des paramètres de l'échange d'ions..... | 47 |
| II.2.4.2 | Dimensionnement du guide d'ondes..... | 49 |
| II.2.4.3 | Calcul du gain théorique..... | 53 |
| II.3 | DIMENSIONNEMENT D'UN LASER GUIDE CONTINU..... | 54 |
| II.3.1 | Différents types de cavités..... | 55 |
| II.3.2 | Modélisation de la cavité Fabry-Perot..... | 56 |
| II.3.2.1 | Théorie sur le laser Fabry-Perot..... | 56 |
| II.3.2.2 | Dimensionnement du miroir de sortie..... | 60 |
| II.3.2.3 | Influence des pertes par propagation..... | 61 |
| II.4 | LASER Q-SWITCH PASSIF..... | 62 |
| II.4.1 | Principe du Q-switch passif..... | 62 |
| II.4.2 | Cas du BDN dans l'acétate de cellulose..... | 64 |
| II.4.3 | Dimensionnement de l'absorbant saturable..... | 67 |
| II.4.3.1 | Développement d'un outil de simulation..... | 67 |
| II.4.3.2 | Étude en concentration..... | 70 |

| | | |
|--|--|-----|
| II.5 | SYNTHESE DU DIMENSIONNEMENT | 71 |
| II.6 | CONCLUSION..... | 71 |
| Chapitre III Réalisation et caractérisation d'un laser impulsionnel déclenché par modulation | | |
| passive des pertes en vue de réaliser une source supercontinuum | | 73 |
| SOMMAIRE | | 73 |
| III.1 | INTRODUCTION..... | 74 |
| III.2 | REALISATION ET CARACTERISATION DU GUIDE D'ONDE ACTIF..... | 74 |
| III.2.1 | <i>Développement du procédé de réalisation</i> | 74 |
| III.2.2 | <i>Modicité des guides réalisés</i> | 77 |
| III.2.2.1 | Profil d'intensité des modes guidés..... | 78 |
| III.2.2.2 | Mesure des pertes par propagation..... | 80 |
| III.2.3 | <i>Synthèse et analyse des résultats</i> | 84 |
| III.3 | CARACTERISATION DU LASER CONTINU..... | 85 |
| III.3.1 | <i>Structure du laser et méthode de mesure</i> | 85 |
| III.3.2 | <i>Étude de l'efficacité de couplage</i> | 86 |
| III.3.3 | <i>Caractérisation de la puissance émise par les lasers</i> | 87 |
| III.3.4 | <i>Comparaison avec les outils de simulations</i> | 88 |
| III.4 | REALISATION ET CARACTERISATION DU LASER IMPULSIONNEL | 91 |
| III.4.1 | <i>Réalisation et caractérisation de l'absorbant saturable</i> | 91 |
| III.4.2 | <i>Détermination théorique de la concentration en BDN optimale</i> | 94 |
| III.4.3 | <i>Caractéristiques des lasers Q-switch</i> | 95 |
| III.4.3.1 | Test à la concentration nominale..... | 95 |
| III.4.3.2 | Détermination expérimentale de la concentration en BDN optimale | 95 |
| III.4.3.3 | Résultats..... | 96 |
| III.5 | SOURCE SUPERCONTINUUM..... | 98 |
| III.5.1 | <i>Montage expérimental</i> | 98 |
| III.5.2 | <i>Première observation</i> | 99 |
| III.5.3 | <i>Mesure du spectre généré</i> | 100 |
| III.6 | SYNTHESE DES RESULTATS..... | 102 |
| III.7 | PERSPECTIVES | 103 |
| III.7.1 | <i>Intégration du pompage optique</i> | 103 |
| III.7.2 | <i>Utilisation d'un autre absorbant saturable</i> | 104 |
| III.7.3 | <i>Intégration de la source supercontinuum</i> | 105 |
| III.8 | CONCLUSION | 105 |
| Chapitre IV Perspectives : vers de nouvelles sources impulsionnelles intégrées..... | | |
| SOMMAIRE | | 107 |
| IV.1 | INTRODUCTION | 108 |
| IV.2 | ÉTUDE THEORIQUE DU FONCTIONNEMENT DES LASERS A BLOCAGE DE MODES | 108 |
| IV.2.1 | <i>Principe de fonctionnement</i> | 108 |
| IV.2.2 | <i>Verrouillage actif</i> | 112 |

| | | |
|----------|---|-----|
| IV.2.3 | <i>Verrouillage passif</i> | 113 |
| IV.2.3.1 | Absorbant saturable rapide | 114 |
| IV.2.3.2 | Absorbant saturable lent | 115 |
| IV.2.4 | <i>Laser à soliton dissipatif</i> | 116 |
| IV.2.5 | <i>Laser intégré sur verre dopé néodyme</i> | 118 |
| IV.3 | REALISATION ET CARACTERISATION DU LASER IMPULSIONNEL A BLOCAGE DE MODES | 120 |
| IV.3.1 | <i>Réalisation et étude du laser impulsionnel</i> | 120 |
| IV.3.1.1 | Procédé de réalisation | 120 |
| IV.3.1.2 | Caractéristiques passives | 120 |
| IV.3.2 | <i>Caractérisation du laser impulsionnel</i> | 121 |
| IV.3.3 | <i>Caractéristiques du laser à blocage de modes</i> | 124 |
| IV.3.3.1 | Caractéristiques spectrales des impulsions..... | 124 |
| IV.3.3.2 | Caractéristiques temporelles des impulsions..... | 126 |
| IV.3.4 | <i>Bilan des mesures</i> | 127 |
| IV.4 | PERSPECTIVES..... | 128 |
| IV.4.1 | <i>Autocorrélation en intensité</i> | 128 |
| IV.4.2 | <i>Génération de THz</i> | 128 |
| IV.4.3 | <i>Utilisation d'un verre IOG1 dopé ytterbium</i> | 129 |
| IV.5 | CONCLUSION..... | 132 |
| | Conclusion générale..... | 133 |
| | Liste des figures | 137 |
| | Liste des tableaux | 142 |
| | Bibliographie..... | 143 |

Glossaire

Acronymes :

| | |
|------------------|--|
| 3D | 3 Dimensions |
| AC | Acétate de Cellulose |
| Ag ⁺ | Ion argent |
| BDN | Bis(4-Dimethylaminodithiobenzil)Nickel |
| BGS | Bande de Gain Spectrale |
| Cr ⁴⁺ | Ion chrome sous la valence IV |
| DFB | Distributed FeedBack |
| FCP | Fibre à Cristaux Photoniques |
| GVD | Group Velocity Dispersion |
| IR | Infrarouge |
| ISL | Intervalle Spectral Libre |
| KDP | Potassium Dihydrogène Phosphate |
| LED | Diode électroluminescente |
| Na ⁺ | Ion sodium |
| Nd | Néodyme |
| Nd ³⁺ | Ion néodyme sous la valence III |
| RIE | Reactive Ion Etching |
| SESAM | Semi-conductor Saturable Absorber Mirror |
| SPM | Auto modulation de phase |
| TE | Transverse Electrique |
| TM | Transverse Magnétique |
| TOC | Tomographie Optique Cohérente |
| UV | Ultraviolet |
| VIS | Visible |
| YAG | Yttrium Aluminum Garnet |

Symboles latins :

| | |
|-------------|--|
| I | Intensité du champ optique |
| E | Amplitude du champ optique |
| P | Puissance |
| n | Indice de réfraction du milieu |
| n_0 | Indice de réfraction linéaire du milieu |
| n_2 | Indice de réfraction non-linéaire du milieu |
| k_0 | Constante de propagation dans le vide d'une onde électromagnétique |
| \vec{k} | Vecteur d'onde |
| P_{moy} | Puissance moyenne |
| $f_{rép}$ | Fréquence de répétition des impulsions |
| E_p | Énergie par impulsion |
| $P_{crête}$ | Puissance crête d'une impulsion |
| h | constante de Planck |
| W_a | Probabilité d'absorption d'un photon |
| W_{sp} | Probabilité d'émission spontanée d'un photon |
| W_{st} | Probabilité d'émission stimulé d'un photon |
| E_i | Energie du niveau i |
| N_i | Densité de population du niveau i |
| N_T | Densité totale d'ions néodyme |
| C_{up} | Coefficient d'up-conversion de l'ion néodyme |
| c | Vitesse de la lumière dans le vide |
| \vec{E} | Vecteur du champ électrique |
| \vec{H} | Vecteur du champ magnétique |
| n_{eff} | Indice effectif du mode guidé |
| n_{sup} | Indice du superstrat |
| n_{sub} | Indice du substrat |
| n_c | Indice du cœur d'un guide d'onde |
| e | Épaisseur d'un guide d'onde planaire |
| P_g | Puissance guidée |
| I^N | Intensité normalisée |
| P_s | Puissance à λ_s |
| P_p | Puissance à λ_p |
| g_s | Gain modal |
| $c(x,y,z)$ | Concentration normalisée en ions argent dans le verre |
| K | Constante d'équilibre thermodynamique |

| | |
|----------------|---|
| x_{Ag} | Concentration molaire en ions argent du bain de sels fondus |
| D_{Ag} | Coefficient de diffusion des ions argent |
| D_{Na} | Coefficient de diffusion des ions sodium |
| B | Coefficient d'alcalin mixte des ions argent |
| A | Coefficient d'alcalin mixte des ions sodium |
| R_i | Réfectivité du miroir i |
| L | Longueur du guide d'onde amplificateur |
| A_r | Coefficient de perte sur un aller-retour |
| A_{off} | Coefficient d'absorption non-saturée de l'absorbant saturable sur un aller-retour |
| A_{on} | Coefficient d'absorption saturée de l'absorbant saturable sur un aller-retour |
| V | Vitesse de la lumière dans le verre |
| N_{TBDN} | Densité de population totale du BDN |
| d_h | Diamètre horizontal à 1/e de l'amplitude du champ |
| r_{v1} | Rayon vertical supérieur à 1/e de l'amplitude du champ |
| r_{v2} | Rayon vertical inférieur à 1/e de l'amplitude du champ |
| $C_{couplage}$ | Coefficient de couplage |
| $C_{Fresnel}$ | Coefficient de réflexion de Fresnel |
| D_2 | Coefficient de dispersion chromatique d'ordre 2 |

Symboles grecs :

| | |
|-----------------|---|
| $\chi^{(3)}$ | Susceptibilité d'ordre 3 |
| ν | Fréquence optique |
| ω | Pulsation optique |
| φ | Phase d'une onde électromagnétique |
| $\Delta\varphi$ | Déphasage d'une onde électromagnétique |
| λ | longueur d'onde optique |
| γ_R | Gain Raman |
| τ_{pulse} | Durée d'une impulsion |
| α_{off} | Absorption non-saturée de l'absorbant saturable par unité de longueur |
| α_{on} | Absorption saturée de l'absorbant saturable par unité de longueur |
| ϕ_ν | Flux de photon à la fréquence ν |
| σ | Section efficace |
| τ_{rad} | Durée de vie radiative |
| τ_{nrad} | Durée de vie non-radiative |
| τ_2 | Temps de vie des électrons sur un niveau métastable |

| | |
|----------------------|--|
| γ | Gain par unité de longueur |
| λ_s | Longueur d'onde de signal pour le néodyme (1053 nm) |
| λ_p | Longueur d'onde de pompe pour le néodyme (800 nm) |
| σ_{em} | Section efficace d'émission de l'ion néodyme à λ_s |
| σ_{abs} | Section efficace d'absorption de l'ion néodyme à λ_p |
| ϕ_s | Flux de photons à λ_s |
| ϕ_p | Flux de photons à λ_p |
| ϕ_{EM} | Flux électromagnétique |
| α_{ps} | Pertes par propagation à λ_s |
| α_{pp} | Pertes par propagation à λ_p |
| α_p | Absorption de pompe modale |
| Δn_{max} | Variation d'indice maximale |
| α | Coefficient de Stewart |
| ψ_{guide} | Amplitude du champ dans le guide d'onde |
| ψ_{fibre} | Amplitude du champ dans la fibre optique |
| Γ | Coefficient de gain sur un aller-retour |
| τ_p | Durée de vie des photons dans la cavité |
| ϕ_{sat} | Flux de saturation du BDN |
| σ_{abs1} | Section efficace d'absorption du BDN à l'état non-saturé |
| σ_{abs2} | Section efficace d'absorption du BDN à l'état saturé |
| $\alpha_{insertion}$ | Perte par insertion |
| γ | Coefficient de la SPM |
| Ω_g | Largeur de la bande de gain spectrale |
| τ_{pulse} | Durée d'une impulsion |
| β | Chirp d'une impulsion |
| $\Delta\nu_{FP}$ | Intervalle spectral libre pour une cavité Fabry-Perot |

Introduction générale

L'étude de la lumière blanche au XVIII^{ème} siècle a permis de comprendre que celle-ci est constituée d'un continuum de longueurs d'onde. De nombreuses applications utilisent des sources de lumières blanches, depuis la physique pour la spectroscopie, jusqu'à la biologie avec le développement récent de la tomographie optique cohérente [1]. Afin de pourvoir à ces applications demandeuses de sources de lumières de plus en plus puissantes avec des spectres d'émission de plus en plus large, plusieurs types de sources blanches ont été mises au point. Dans un premier temps, les lampes à incandescences puis à arc électrique ont été développées. Puis, plus récemment, les sources supercontinuum ont vu le jour. Ces dernières permettent une émission de lumière spatialement cohérente ayant un spectre ultra-large allant de l'ultraviolet à l'infrarouge.

Les sources supercontinuum sont générées en propageant un signal laser de forte puissance dans un milieu non-linéaire. La combinaison de différents effets non-linéaires crée alors un élargissement du spectre laser. La première source supercontinuum fut réalisée par Alfano et Shapiro [2] en 1970 en utilisant un laser impulsionnel déclenché par blocage de modes. Ce dispositif a permis l'émission d'un signal spatialement cohérent présentant un spectre de 300 nm de large. Par la suite, des sources supercontinuum ont été réalisées en milieu guidé.

Les premières sources utilisant des structures guidantes furent réalisées dans des fibres optiques semblables à celles utilisées pour les télécommunications. Par la suite, le développement des fibres optiques microstructurées a permis un meilleur confinement et un contrôle accru sur la dispersion entraînant un élargissement spectral plus important [3]. Ainsi, la propagation d'impulsions de forte puissance crête (plusieurs kW) dans ce type de fibre optique permet aujourd'hui la réalisation de sources commerciales ayant des spectres optiques allant de 300 nm à 2000 nm.

Cependant, le couplage du signal laser de pompe dans la fibre microstructurée requiert une optique de couplage qui induit des pertes ainsi que des instabilités mécaniques. C'est pourquoi, il pourrait être intéressant de réaliser des lasers dédiés au pompage des fibres microstructurées dont la répartition en intensité sur le mode de sortie est semblable à celui de ces fibres optiques. Parmi ces lasers, une technologie candidate est l'optique intégrée sur verre.

Dans ce travail, afin de réaliser une source supercontinuum compacte et robuste, nous avons choisi d'utiliser la technologie de l'échange d'ions pour réaliser des guides d'onde amplificateurs. Ces derniers constituent le coeur d'un laser impulsionnel déclenché par modulation passive des pertes. La technologie de l'échange d'ions a été développée au laboratoire depuis les années 1980 sur des verres passifs pour des applications dans les télécommunications optiques et pour la réalisation de capteurs. L'un de ses points forts est en effet sa compatibilité avec les fibres optiques. De plus, la démonstration d'un premier laser impulsionnel déclenché par modulation passive des pertes a déjà été réalisée par R. Salas-Montiel [4] au laboratoire. Cependant, les guides d'ondes réalisés au cours de ce travail présentaient des pertes par propagation élevées et le contrôle de l'absorbant saturable hybridé n'était pas parfait. Cette thèse s'inscrit dans la poursuite de cette première démonstration et à pour objectif la réalisation d'une source supercontinuum pompée directement par un laser impulsionnel réalisé en optique intégrée sur verre.

Ce manuscrit, présentant le travail réalisé au cours de cette thèse, est organisé en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, les premières études de la lumière dite « blanche » et ses applications sont présentées. Parmi celles-ci, nous nous intéresserons plus particulièrement à une application en biologie : la tomographie optique cohérente, qui nécessite une source émettant un signal spatialement cohérent à spectre large. Une brève revue des sources à spectre large est alors effectuée en comparant leurs performances par rapport à cette application. Nous montrons ainsi pourquoi nous avons retenu les sources supercontinuum réalisées avec des fibres à cristaux photoniques pompées par des sources laser impulsionnelles déclenchées par modulation passive des pertes. Finalement, un état de l'art des sources lasers déclenchées par modulation passive des pertes et adaptées pour le pompage des fibres microstructurées est dressé. Grâce à celui-ci, nous définirons les objectifs de ce travail : la réalisation d'une source laser impulsionnelle en optique intégrée sur verre en vue de pomper une source supercontinuum.

Le deuxième chapitre est dédié à l'étude théorique ainsi qu'à la modélisation des lasers impulsionnels déclenchés par modulation passive des pertes. L'objectif de ce chapitre est de pouvoir prévoir le comportement de la structure envisagée et de la dimensionner. Une étude des trois parties constituant notre dispositif y est réalisée : le guide d'onde amplificateur, la rétroaction permettant l'effet laser ainsi que l'absorbant saturable permettant le régime impulsionnel. Chacune de ces études est suivie d'un dimensionnement de la structure afin d'optimiser celle-ci pour notre application.

Dans le troisième chapitre, la réalisation et la caractérisation du laser sont présentées. De même que pour le chapitre II, l'étude sera décomposée en trois parties : la réalisation et la caractérisation du guide d'onde actif, celles du laser continu puis celles du laser impulsionnel. Cette étude aboutit sur la réalisation d'une source supercontinuum et la caractérisation de son spectre. Finalement, nous présentons les perspectives à court terme ouvertes par ce travail.

Le chapitre IV constitue une étude préliminaire sur une perspective à plus long terme de ce travail : la réalisation de lasers impulsionnels à blocage de modes en optique intégrée sur verre. Ce

chapitre sera donc dédié à l'étude et la caractérisation préliminaire de ce nouveau type de source ainsi que les perspectives qu'elles ouvrent.

Chapitre I Contexte et objectifs

Sommaire

| | | |
|-------|--|----|
| I.1 | INTRODUCTION | 5 |
| I.2 | LA LUMIERE BLANCHE, DE LA DECOUVERTE A LA GENERATION | 6 |
| I.2.1 | <i>Découverte et motivations des sources « blanches »</i> | 6 |
| I.2.2 | <i>Solutions existantes pour la génération de spectres larges</i> | 12 |
| I.2.3 | <i>Bilan des sources blanches</i> | 14 |
| I.3 | LES SOURCES SUPERCONTINUUM | 15 |
| I.3.1 | <i>Principe de fonctionnement</i> | 15 |
| I.3.2 | <i>Réalisation du confinement</i> | 17 |
| I.3.3 | <i>Pompage des fibres à cristaux photoniques</i> | 19 |
| I.4 | ÉTAT DE L'ART DES LASERS IMPULSIONNELS DECLENCHEES PAR MODULATION PASSIVE DES PERTES | 21 |
| I.4.1 | <i>Principe de fonctionnement des lasers impulsionnels</i> | 22 |
| I.4.2 | <i>Les microlasers impulsionnels</i> | 23 |
| I.4.3 | <i>Les lasers impulsionnels sur fibre optique</i> | 25 |
| I.4.4 | <i>Les lasers impulsionnels en semi-conducteur</i> | 25 |
| I.4.5 | <i>Les lasers impulsionnels sur niobate de lithium</i> | 26 |
| I.4.6 | <i>Les lasers impulsionnels en optique intégrée sur verre</i> | 27 |
| I.4.7 | <i>Bilan</i> | 29 |
| I.5 | OBJECTIFS DE L'ETUDE | 30 |
| I.6 | CONCLUSION | 32 |

I.1 Introduction

Dans ce chapitre, le contexte et les objectifs de l'étude que nous avons menée sont présentés. Après un bref rappel historique consacré à la découverte de la lumière blanche, nous verrons pourquoi l'étude et la réalisation de sources lumineuses à spectre ultra-large (plusieurs centaines de nanomètres

en longueur d'onde) reste encore un sujet de recherche actuel. Nous étairons notre propos en présentant plusieurs exemples d'applications basées sur l'utilisation d'une source lumineuse à spectre ultra-large. Une brève revue de ces dernières sera ensuite présentée avant de s'intéresser plus particulièrement à l'une d'entre elles : la source supercontinuum à base de fibres à cristaux photoniques. En exposant son principe de fonctionnement, nous mettrons en évidence que l'un des éléments clés de ce type de source est son système de pompage optique. En effet, celui-ci doit fournir un faisceau qui a non seulement une puissance suffisante pour générer des effets non-linéaires, mais doit, de plus, avoir des dimensions compatibles avec les modes propagés dans les fibres à cristaux photoniques. Une revue des solutions existantes montrera alors l'intérêt potentiel d'une solution originale et compacte : les lasers impulsionnels déclenchés par modulation passive des pertes intégrés sur verre. Les avantages de ce dispositif seront détaillés et nous identifierons les défis à relever dans la réalisation des sources supercontinuum pompées par un laser impulsionnel intégré sur verre.

I.2 La lumière blanche, de la découverte à la génération

L'étude des phénomènes optiques a commencé dès l'Antiquité. Elle était alors traitée d'un point de vue géométrique en se basant sur des principes simples tels que la propagation rectiligne des faisceaux ou le retour inverse de la lumière. C'est grâce à cette approche que les phénomènes comme la réflexion ou la réfraction ont pu être expliqués et qu'au cours du XVIII^{ème} siècle la notion de couleur fut introduite.

I.2.1 Découverte et motivations des sources « blanches »

I.2.1.1 Contexte historique

Longtemps, la lumière du soleil fut l'élément clé dans l'étude de l'optique géométrique. La plupart des lois de ce domaine ont d'ailleurs été découvertes en utilisant la lumière solaire. Mais jusqu'au début du XVII^{ème} siècle, les opticiens considéraient que la lumière du soleil n'était pas constituée de couleur. De fait, les premières études ayant conduit à la notion de couleur furent l'explication de l'arc-en-ciel par Descartes[5], puis le travail de Grimaldi[6], qui fut le premier à observer un arc-en-ciel circulaire en observant le soleil à travers un trou de très petite taille.

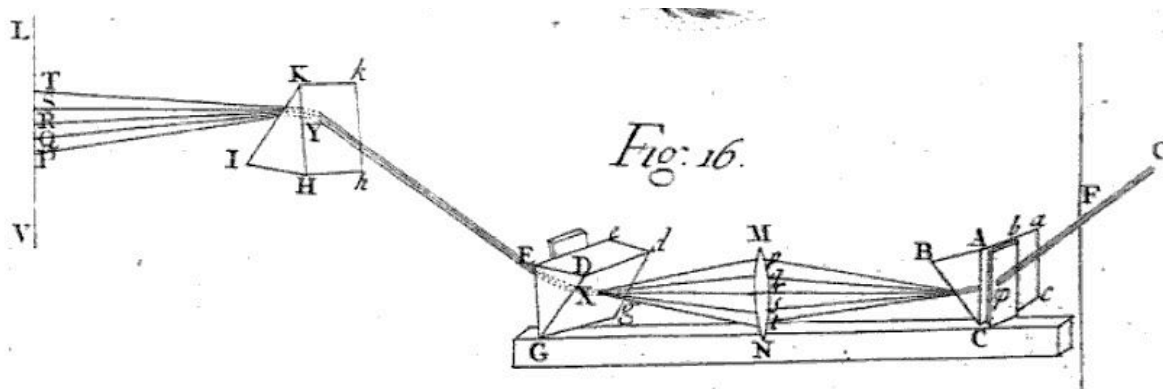


Figure I-1 : Schéma représentant la décomposition et la recombinaison de la lumière blanche provenant du soleil (O) réalisé par I. Newton[7].

C'est en 1672 que furent rapportés les travaux de Newton sur la nature « blanche » de la couleur du soleil [7]. En effet, comme le montre la Figure I-1, Newton ne se contenta pas d'utiliser un prisme (ABC) pour séparer la lumière du soleil et générer un arc-en-ciel, il montra qu'il pouvait recréer la lumière blanche en faisant repasser ce même arc-en-ciel à travers un second prisme (ici FDG). Cette lumière blanche « synthétique » se propageait alors vers un troisième prisme (IKH) afin d'être de nouveau séparée et observée sur un écran (LV). Grâce à ses expériences, Newton démontra que le soleil émettait toutes les couleurs et que les objets réfléchissaient ou absorbaient certaines d'entre elles ce qui leur donnait la couleur que nous observons.

Cependant, puisque la nature des objets peut être caractérisée par rapport à l'absorption d'une couleur, se pose alors la question de pouvoir mesurer celle-ci précisément. Ce sont les travaux de Young [8], confirmant l'intuition de Huygens sur la nature ondulatoire de la lumière [9], qui permirent d'associer à chaque couleur une longueur d'onde et ainsi de définir les notions de spectres d'émission et d'absorption des objets. L'étude et la mesure de ces spectres donnèrent alors naissance à une branche de la physique : la spectroscopie.

Afin de mesurer toujours plus précisément les spectres d'absorption des objets étudiés, les scientifiques développèrent des sources artificielles de lumières contrôlables et utilisables en laboratoire. Ces premières lampes furent réalisées entre la fin du XIX^{ème} et le début du XX^{ème} siècle, tout d'abord en utilisant des vapeurs de mercure puis avec des ampoules à quartz permettant une meilleure efficacité d'émission [10]. Dès lors, les scientifiques n'ont cessé de développer des sources de lumière pour des applications toujours plus variées. Certaines de ces sources, tels les lasers, ont des spectres d'émission extrêmement étroits ; d'autres présentent au contraire un spectre très large allant de l'ultra-violet (UV) à l'infra-rouge (IR) en passant par le visible (VIS). Ces sources à spectre ultra-large sont aussi appelées sources « blanches » par analogie avec la lumière naturelle émise par le soleil et présentent de nombreux domaines d'applications.

I.2.1.2 Méthodes interférométriques nécessitant une source blanche

La première utilisation, autre que l'éclairage, de la lumière blanche fut la spectroscopie. En effet, les physiciens s'en servaient comme source pour réaliser les spectres d'absorption des atomes ou des molécules. Ils découvrirent ainsi que chaque espèce chimique présentait des raies d'absorptions différentes ce qui ouvrit alors la voie aux théories quantiques permettant d'expliquer ces dernières. Depuis, la spectroscopie est restée l'une des principales applications utilisant des sources à spectre large. Néanmoins, d'autres utilisations des sources blanches ont aussi vu le jour plus récemment. Dans les paragraphes suivants, nous allons nous intéresser plus particulièrement à la profilométrie optique et à la Tomographie Optique Cohérente (TOC) dont les applications sont de plus en plus nombreuses.

-Profilométrie optique :

Cette méthode utilise une source à spectre large et un interféromètre de Michelson afin de mesurer la topographie d'un échantillon réfléchissant. Comme le montre la Figure I-2, le faisceau de lumière « blanche » est collimaté et envoyé dans l'interféromètre. Il est séparé en deux parties égales par une lame semi réfléchissante. Celles-ci sont réfléchies pour l'une sur un miroir (R), pour l'autre sur l'échantillon (E). Une fois recombinaison, les deux faisceaux réfléchis sont observés sur une caméra CCD où chacun des pixels mesure une intensité $I(z)$ dépendante de la position z du miroir (R). Étant donné qu'un interféromètre de Michelson réalise en fait la transformée de Fourier inverse du spectre de la source, chaque pixel détecte un signal $I(z)$ correspondant à une sinusoïde modulée par une enveloppe dont la largeur est inversement proportionnelle à celle du spectre optique de la source. Ainsi, en déplaçant le miroir de référence sur l'axe z , le maximum d'intensité de l'enveloppe pour chaque pixel est détecté. À ce maximum, la distance entre le miroir de référence et la lame séparatrice est la même qu'entre l'échantillon et la lame. La mesure de la position de ces maxima permet donc de déterminer les hauteurs relatives des motifs présents sur l'échantillon.

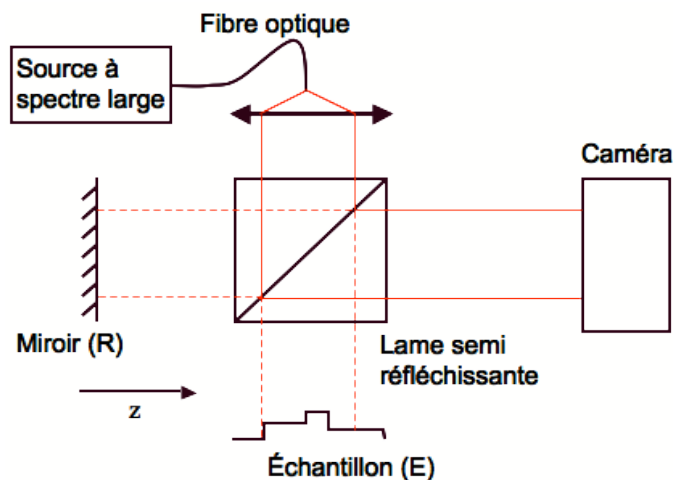


Figure I-2 : Principe de la topographie optique utilisant un interféromètre de Michelson.

Avec cette méthode de mesure, plus le spectre de la source utilisée est large, plus la mesure de la position du maximum de l'enveloppe est précise et donc la mesure de hauteur relative entre les différents pixels l'est aussi. De plus, si la source est spatialement cohérente, le faisceau collimaté est de meilleure qualité et donc la mesure gagne aussi en résolution spatiale. Enfin, une forte densité de puissance augmente le rapport signal à bruit ce qui augmente encore la précision de l'appareil.

L'interférométrie optique en lumière blanche est ainsi utilisée pour caractériser des microsystèmes après leur réalisation. En effet, elle permet de réaliser une cartographie tridimensionnelle de la surface d'un substrat et permet ainsi de vérifier les dimensions et le bon fonctionnement des dispositifs après leur réalisation. La Figure I-3 [11] montre ainsi l'image d'une poutre de silicium de 70 μm de long subissant une déflexion de 3 μm obtenue grâce à un profilomètre optique ayant une résolution verticale de 0,1 nm et une résolution transverse pouvant aller jusqu'à 0,45 μm .

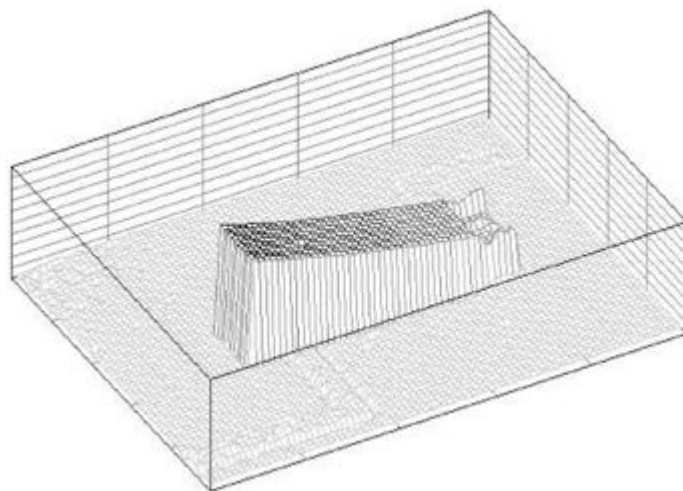


Figure I-3 : Image 3D d'une poutre de 70 μm de long réalisée par interférométrie optique en lumière blanche[11].

Cette méthode d'imagerie a certes une résolution spatiale plus faible que le microscope électronique à balayage, mais elle ne demande aucune préparation de l'échantillon, présente un temps de mesure plus rapide (entre 2 et 10 secondes d'après [11]) et fournit une image dont les trois dimensions sont exploitables.

En utilisant ce type d'appareil, il est donc possible de mesurer la topologie d'échantillons réfléchissants mais aussi de déterminer l'épaisseur et l'indice de réfraction de couches transparentes. Ainsi, Flournoy et al. [12] montrent comment l'interférométrie en lumière blanche peut être utilisée pour contrôler le dépôt de couches minces transparentes en temps réel sans avoir recours à des techniques invasives telles que la gravure ou la découpe. Cette méthode est également utilisée pour caractériser certaines couches minces après dépôt en microélectronique [13],[14] et permet alors un contrôle en temps réel des procédés.

-La tomographie optique cohérente :

Les méthodes de caractérisation optiques étant non invasives, elles présentent un grand intérêt pour les mesures effectuées sur des dispositifs devant être fonctionnels. Cet intérêt devient crucial si on les utilise en médecine. C'est pourquoi, il a récemment été développé une méthode interférométrique pour imager les tissus humains en 3 dimensions : la tomographie optique cohérente (TOC). En effet, les scientifiques se sont rendus compte qu'en utilisant des spectres larges dans le proche infra-rouge, la lumière pénètre assez profondément dans les tissus organiques. En utilisant ce type de source et la méthode de profilométrie optique vue précédemment, et cette fois ci en analysant non pas le faisceau réfléchi mais le faisceau rétrodiffusé, il est possible de réaliser des mesures semblables à des « échographies » optiques qui permettent de déterminer la nature des tissus éclairés. En effet, l'amplitude du signal rétrodiffusé dépend de la nature du milieu. L'enveloppe ainsi mesurée permettra d'observer la nature des milieux selon leur indice de réfraction et les interfaces entre ces milieux à chaque tranche de mesure. De plus, comme pour la profilomètre optique, l'utilisation d'un faisceau ayant une bonne cohérence spatiale permet des mesures en plusieurs points sans avoir besoin de déplacer l'échantillon sous l'appareil de mesure [15]. Cette méthode étant non-destructive et non-invasive, elle présente un grand intérêt pour l'étude et le diagnostic *in vivo* [16]. Des études ont ainsi pu être réalisées sur le développement d'organes au stade embryonnaire chez l'animal dont un exemple est donné en Figure I-4. Plusieurs images tridimensionnelles d'un cœur d'embryon de poule durant son développement ont été réalisées grâce à la TOC [1], ce qui a permis une étude approfondie du développement cardiaque animal lors de la croissance embryonnaire. Cette méthode est également utilisée sur l'homme afin de pouvoir réaliser certains diagnostics sur des personnes vivantes. En effet, il est aujourd'hui possible de visualiser les artères humaines en réalisant des TOCs endoscopiques [17] permettant le diagnostic de maladies potentiellement létales telle que l'obturation de l'artère coronaire. Un exemple de mesure effectuée par cette technique est présenté Figure I-5, où une cartographie précise de l'artère coronaire a été réalisée en prenant une succession d'image par TOC endoscopique. Pour ces deux exemples, la source blanche qui a été utilisée est une source supercontinuum.

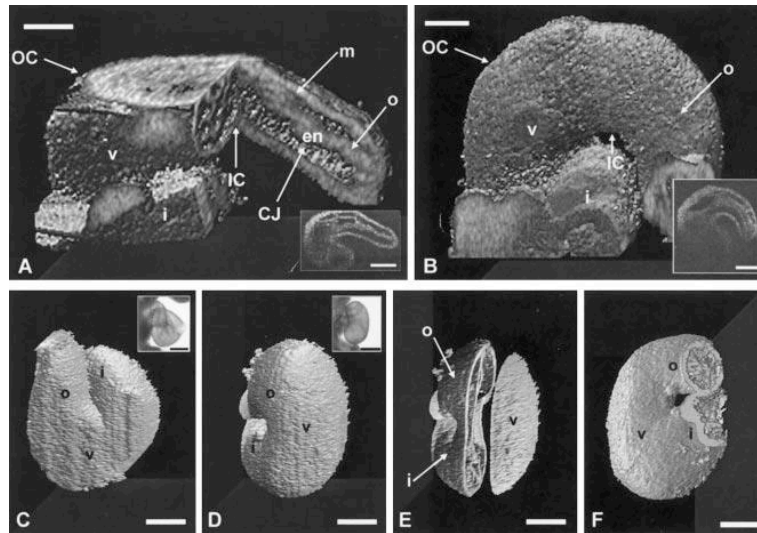


Figure I-4 : Images 3D d'un cœur d'embryon de poule durant son développement réalisées par TOC [1].

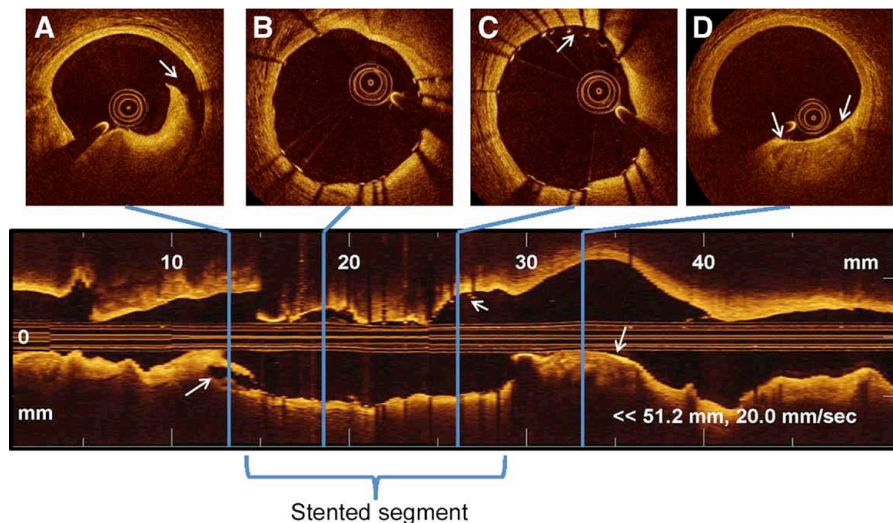


Figure I-5 : Images d'une artère coronaire réalisées par TOC endoscopique chez un patient vivant [17].

Nous venons de voir que la mise au point d'interféromètres en lumière blanche a permis le développement de systèmes de mesure dont les applications vont de la métrologie à la biologie et la médecine. Mais les performances de ces systèmes de mesure dépendent fortement du développement de sources blanches adaptées. La largeur du spectre utilisé détermine la précision verticale de la mesure, celui-ci doit donc être le plus étalé possible. De plus, le degré de cohérence spatiale définit la précision dans le plan de la mesure car elle permet une meilleure qualité de faisceau lors de la collimation. L'intensité optique de la source est également importante car le rapport signal/bruit en sera augmenté et permettra donc d'avoir une meilleur dynamique lors des mesures effectuées. Finalement, la réalisation de systèmes de mesures de TOC embarqués peut également être intéressante, pour effectuer des diagnostics à domicile par exemple. Pour ce type d'application, le rendement de la source « blanche » utilisée doit être le plus élevé possible pour économiser l'énergie

embarquée et augmenter l'autonomie. Dans la suite, au regard de ces quatre critères, un état de l'art est réalisé afin de comparer les performances des sources existantes.

1.2.2 Solutions existantes pour la génération de spectres larges

1.2.2.1 Lampe à arc au Xénon

Les premières sources blanches développées historiquement sont les lampes à incandescence. C'est en 1879 que la première lampe incandescente a été mise au point par Thomas Edison [18]. Le passage d'un courant électrique à travers un filament de carbone placé dans une ampoule sous vide chauffait celui-ci qui émettait de la lumière selon le principe du rayonnement du corps noir. Depuis, de nombreux progrès ont été faits dans le domaine des lampes à incandescence. Le vide de l'ampoule a ainsi été remplacé par différents gaz tels que le sodium, le néon ou encore le xénon afin de modifier l'émission spectrale de la lampe. Le filament a également été remplacé par deux électrodes qui permettent d'ioniser le gaz à l'intérieur de l'ampoule grâce à un arc électrique. La lampe est alors appelée lampe à arc : les atomes de gaz utilisés sont ionisés et accélérés par le champ électrique présent entre les deux électrodes. Les nombreuses collisions qui en découlent font migrer certains électrons sur les états d'énergie plus élevés qu'ils quittent en émettant des photons.

La lampe la plus utilisée pour la méthode de la TOC est l'arc au Xénon dont le spectre d'émission est visible sur la Figure I-6 [19]. Il s'étend dans toute la partie visible du spectre ainsi que dans le proche infrarouge (de 300 à 1100 nm).

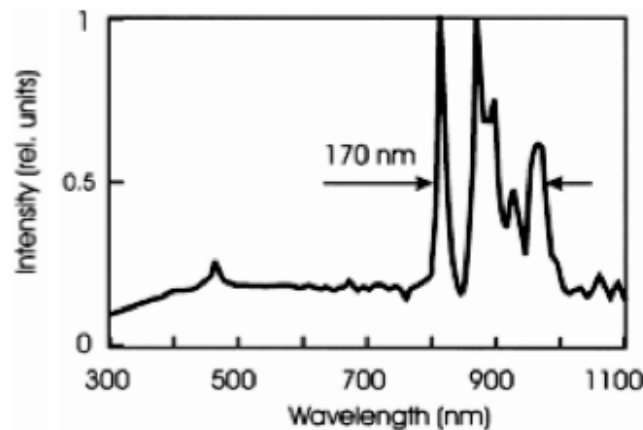


Figure I-6 : Spectre d'émission de la lampe à arc Xénon[19].

Bien que ces lampes aient un rendement relativement faible, requérant une alimentation énergétique puissante et un système de refroidissement permettant d'évacuer la chaleur, leur spectre est très intéressant. En effet, d'après les mesures effectuées par Fercher *et al.*, la largeur de l'interférogramme mesuré avec un montage de Michelson utilisant une telle source est de 1,1 μm [19], ce qui permet donc d'atteindre une résolution longitudinale de cet ordre de grandeur. Cependant, comme la

cohérence spatiale de ce type de source est faible, il est difficile de la collimater efficacement. C'est pourquoi l'intensité optique utilisable est assez faible par rapport à celle qui est générée par la lampe.

I.2.2.2 Les LEDs blanches

La réalisation des LEDs (*Light Emitting Diode*) est aujourd'hui bien maîtrisée. Il s'agit de faire passer un courant dans une diode constituée d'un matériau semi-conducteur à bande interdite directe souvent appelé matériau à « gap » direct par anglicisme. Les porteurs injectés de part et d'autre de la jonction se recombinent alors en émettant des photons dont l'énergie est très proche de celle du « gap » du semi-conducteur. Avec les techniques de croissance cristalline par épitaxie à jet moléculaire, une grande variété d'alliages de semi-conducteurs à « gap » direct est réalisable et il est aujourd'hui possible de réaliser des sources « blanches » en combinant l'émission de trois LEDs de couleurs bleue, verte et rouge. Cependant, l'émission des semi-conducteurs étant à spectre relativement étroit, la lumière émise par ce type de dispositif est perçue par l'oeil comme blanche mais le spectre est discontinu. Il a fallu trouver un moyen de générer un spectre large et continu. L'une des solutions consiste en l'utilisation d'une LED bleue et du phosphore qui, lorsqu'il est excité dans le bleu, réémet dans le visible [20]. Il est ainsi possible d'émettre de la lumière blanche à partir du dispositif compact présenté sur la Figure I-7 (a). Une LED bleue est disposée dans une coupe diffusives recouverte par un dépôt de phosphore. Ce dernier absorbe une partie du spectre émis par la LED bleue et réémet dans le reste du spectre visible comme le montre la Figure I-7 (b).

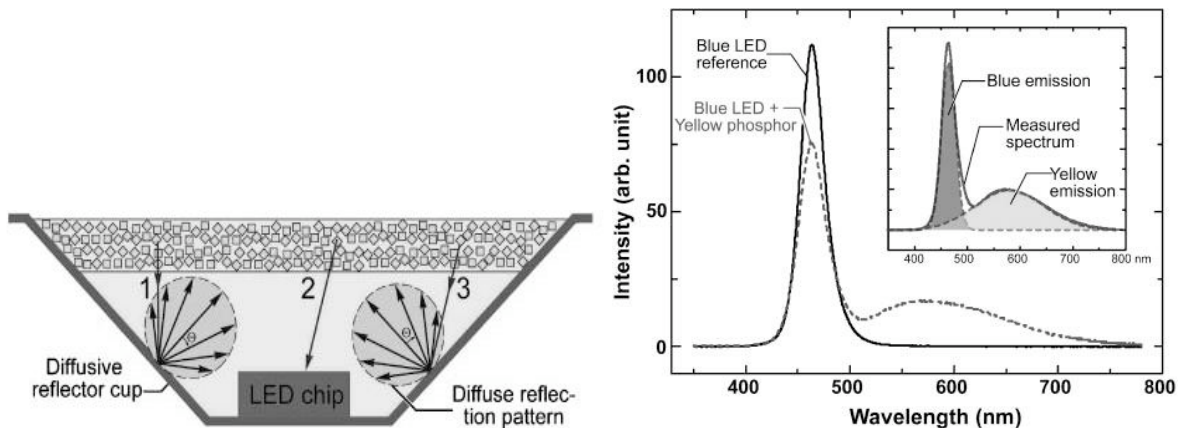


Figure I-7 : Schémas d'une LED blanche (LED bleu + couche de phosphore) (a) et son spectre d'émission (b) [20].

Ce type de source à spectre large est compact et présente un bon rendement énergétique. De plus, profitant des procédés de réalisation de la microélectronique, son prix a fortement baissé. Cependant, l'intensité émise par une LED reste faible et le spectre d'émission du phosphore se limite au visible, on obtient donc un spectre plus étroit que celui d'une lampe à arc au Xénon qui s'étend de l'UV à l'IR. Ce type de dispositif est intéressant pour l'éclairage mais reste limité de par ses caractéristiques spectrales. De plus, son émission étant spatialement incohérente, la lumière émise est difficile à collimater ou à coupler dans une fibre optique. Les seules sources ayant une cohérence spatiale

importante sont les lasers, c'est pourquoi la génération de source à spectre large en utilisant ces derniers est intéressante et prometteuse. Ce cas est examiné dans la suite.

I.2.2.3 Les sources laser blanches

Afin de réaliser une source laser « blanche », il faut mettre en œuvre des phénomènes d'optique non-linéaires. En effet, un laser étant monochromatique par construction, l'expression « source laser blanche » ressemble à un oxymore. De fait, l'expression source laser « blanche » ne définit pas un laser mais l'ensemble constitué par une source laser couplée à un élément non-linéaire. Alfano et Shapiro réalisèrent la première source laser large bande en 1970 en injectant des impulsions brèves (4-8 ps) de densité de puissance crête de 1 GW/cm^2 issues d'un laser impulsif doublé par un cristal de Potassium Dihydrogène Phosphate (KDP), dans du verre borosilicate, afin de permettre un mélange à quatre ondes. Le faisceau spatialement cohérent obtenu présentait un spectre allant de 400 nm à 700 nm [2]. Ce type de source a été baptisé : « source laser supercontinuum »

Depuis cette découverte, de nombreuses études ont été réalisées avec différents milieux non-linéaires et différentes sources laser continues ou impulsives. Ainsi, des spectres supercontinuum allant de l'UV jusqu'à l'IR avec des densités de puissance très élevées ont pu être obtenus. À titre d'exemple, la Figure I-8 présente le spectre obtenu par F. G. Omenetto *et al.* [21] en injectant des impulsions d'une durée de 110 fs et une puissance crête d'environ 8 kW à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ dans une fibre à cristaux photoniques SF6 fournie par Schott® de 5,7 m de long. Le spectre mesuré va de 350 nm à 3000 nm. Le faisceau émis est intrinsèquement cohérent spatialement puisqu'il s'agit du mode guidé de la fibre et les densités de puissance mesurées sont plus élevées que celles obtenues avec des sources blanches classiques de plusieurs ordres de grandeur.

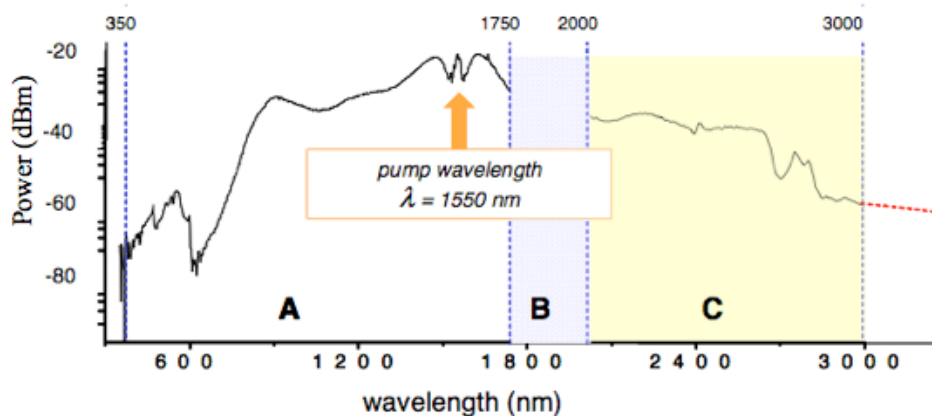


Figure I-8 : Spectre d'une source supercontinuum obtenue avec une fibre à cristaux photoniques [21].

I.2.3 Bilan des sources blanches

Depuis les découvertes de Descartes et Grimaldi sur la nature polychromatique de la lumière solaire, celle-ci a été intensément utilisée puis reproduite artificiellement en fonction des besoins et

des applications visées. Avec le développement de la spectroscopie et de ses dérivés tels que la Tomographie Optique Cohérente (TOC), la réalisation des sources lumineuses dites « blanches » a constitué un champ de recherche important du XX^{ème} siècle. Dans le cas particulier de la TOC et de ses applications en biologie ou en médecine, les caractéristiques importantes de la source sont : la largeur de son spectre qui conditionne la résolution en profondeur, la cohérence spatiale qui fixe la résolution latérale et la puissance émise dont l'influence sur le rapport signal à bruit de la mesure est évidente. De plus, si ces applications doivent pouvoir être embarquées, un bon rendement énergétique est nécessaire. Nous avons donc évalué dans le Tableau I-1, les trois types de sources blanches existantes selon ces différents critères. Il en ressort que les sources supercontinuum présentent le plus d'avantages bien qu'il soit nécessaire d'améliorer leur efficacité énergétique.

| | Largeur spectrale | Densité de puissance | Cohérence spatiale | Rendement |
|-----------------------|-------------------|----------------------|--------------------|-----------|
| Lampe à arc au Xénon | + | ~ | - | ~ |
| LED + Phosphore | - | - | - | + |
| Source supercontinuum | + | + | + | ~ |

Tableau I-1 : Récapitulatif des sources blanches.

I.3 Les sources supercontinuum

I.3.1 Principe de fonctionnement

Un supercontinuum est généré lorsque des effets non-linéaires agissent ensemble pour élargir le spectre de la source d'origine. Il existe plusieurs possibilités de mise en œuvre comme le montre l'article de Dudley *et al.*[22] utilisant une propagation en espace libre ou guidée.

Les premières sources supercontinuum ont été réalisées en propageant un signal laser de forte intensité dans des milieux isotrope comme des cristaux [23] ou dans des milieux anisotropes comme les liquides organiques [24] ou inorganiques [25], ou encore les gaz [26]. On s'intéresse ici aux milieux anisotropes. Par conséquent, les effets non-linéaires permettant un élargissement spectral sont dus à la susceptibilité d'ordre 3 : $\chi^{(3)}$.

En effet, considérons une impulsion optique dont le champ s'écrit :

$$E(z, t) = E(t) e^{j(2\pi\nu_0 t - nk_0 z)} \quad (1.1)$$

avec ν_0 la fréquence optique du champ, n l'indice de réfraction du milieu, k_0 la constante de propagation dans le vide et $|E(t)|$ l'enveloppe temporelle de l'impulsion. Lorsque cette onde se

propage dans un milieu non-linéaire présentant une successibilité d'ordre 3 : $\chi^{(3)}$, l'indice de réfraction du milieu varie en fonction de $I(t) = |E(t)|^2$ tel que :

$$\begin{cases} n(I(t)) = n_0 + n_2 I(t) \\ n_2 = \frac{2\pi}{n_0} \chi^{(3)} \end{cases} \quad (1.2)$$

où n_0 est l'indice de réfraction linéaire du matériau et n_2 est appelé indice non-linéaire du milieu. Ainsi, le champ de l'impulsion peut s'écrire :

$$E(z, t) = E(t) e^{j(2\pi v_0 t - n_2 k_0 z - n_0 k_0 z)} \quad (1.3)$$

L'impulsion va alors subir un déphasage proportionnel à l'intensité de son champ, qui s'écrit pour une distance de propagation z :

$$\Delta\varphi = -n_2 k_0 z |E(t)|^2 - n_0 k_0 z = -2\pi n_2 \frac{z}{\lambda_0} |E(t)|^2 - 2\pi n_0 \frac{z}{\lambda_0} \quad (1.4)$$

où λ_0 est la longueur d'onde de l'impulsion telle que $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$.

Cette distorsion locale de la phase va élargir le spectre $P(\nu)$ en introduisant des composantes à la fréquence ν :

$$\nu = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{\partial\varphi(t)}{\partial t} = \nu_0 - n_2 \frac{z}{\lambda_0} \frac{\partial |E(t)|^2}{\partial t} \quad (1.5)$$

Ce phénomène est appelé auto-modulation de phase (SPM pour Self-Phase Modulation).

Par ailleurs, le coefficient $\chi^{(3)}$ est un nombre complexe qui peut s'écrire :

$$\chi^{(3)} = \chi_R^{(3)} + j\chi_I^{(3)} \quad (1.6)$$

Ainsi, le déphasage induit par la SPM est complexe. La partie réelle induit le déphasage vu précédemment (1.5) alors que la partie imaginaire va induire du gain dont le coefficient peut s'écrire :

$$\gamma_R = \frac{4\pi^2 \chi_I^{(3)}}{n_0} \frac{z}{\lambda_0} |E(t)|^2 \quad (1.7)$$

Ce gain est appelé « gain Raman » et aura comme conséquence d'amplifier certaines parties du spectre générées à partir de l'auto-modulation de phase.

Le mélange à quatre ondes résulte également de la susceptibilité d'ordre 3. Comme nous l'avons représenté sur la Figure I-9, il peut entraîner la génération d'une pulsation optique ω_4 en mélangeant les pulsations ω_1 , ω_2 et ω_3 . Ainsi, l'amplitude de l'effet non-linéaire à la pulsation ω_4 est :

$$P_{NL}(\omega_4) = 6\chi^{(3)} E(\omega_1) E(\omega_2) E^*(\omega_3) \quad (1.8)$$

Les quatre ondes peuvent être mélangées seulement si les conditions de phase et de conservation de l'énergie sont respectées :

$$\begin{cases} \vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 + \vec{k}_4 \\ \omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \end{cases} \quad (1.9)$$

où \vec{k}_i est le vecteur d'ondes du signal à la pulsation ω_i .

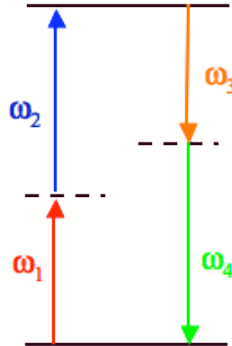


Figure I-9 : Description du mélange à quatre ondes.

De cette façon, d'autres parties du spectre peuvent être générées, contribuant ainsi à l'élargissement du spectre.

La génération d'un spectre ultra-large en utilisant un milieu anisotrope résulte ainsi de phénomènes complexes couplant différents effets non-linéaires d'ordre 3. Afin de générer ces effets non-linéaires, une forte densité de puissance est nécessaire. Celle-ci peut être obtenue de deux manières : en confinant le champ au maximum ou en générant des impulsions de fortes puissances crête. Ces deux méthodes sont habituellement combinées.

I.3.2 Réalisation du confinement

I.3.2.1 Source en espace libre

Afin d'obtenir un confinement maximum dans les sources supercontinuum en espace libre, le phénomène d'auto-focalisation est souvent utilisé. En effet, la non-linéarité d'ordre 3 induit un changement local de l'indice de réfraction du milieu en fonction de l'intensité du champ. Ainsi, si un faisceau gaussien assez puissant est collimaté dans un milieu non-linéaire, une lentille se formera grâce à la répartition transverse en intensité. Si la variation d'indice induite dans les zones de forte intensité est positive, la lentille sera convergente et focalisera le faisceau jusqu'à créer un filament. Il en résultera une augmentation de l'intensité permettant un élargissement plus important du spectre grâce aux effets non-linéaires. Cette méthode est efficace mais difficilement contrôlable, en effet, l'apparition d'un filament entraîne souvent la dégradation locale du matériau. Afin de contrôler la forme du faisceau propagé, il est possible de le fixer par une structure d'indice en utilisant des fibres optiques ou des guides d'ondes intégrés.

I.3.2.2 Utilisation des fibres optiques

L'utilisation des fibres optiques pour la génération de supercontinua présente deux intérêts principaux. D'une part, elles permettent un contrôle sur le confinement du champ propagé et d'autre part, elles permettent une gestion des effets de dispersion chromatique. En effet, les effets non-linéaires étudiés précédemment induisent une variation de la fréquence instantanée en fonction du temps (« chirp »). Ainsi, dans le cas d'une dispersion normale, un élargissement temporel de l'impulsion aura lieu. Cependant, dans le cas d'une dispersion anormale, le chirp introduit par les effets non-linéaires pourra être compensé par cette dernière et ainsi compresser temporellement l'impulsion et augmenter sa puissance crête pour la génération du supercontinuum. Il est donc très intéressant de contrôler la dispersion chromatique de la fibre afin de se placer en régime de dispersion anormale [22].

Historiquement, la génération de supercontinua en utilisant les fibres optiques a commencé par l'étude de l'élargissement spectral dans des fibres utilisées en régime de dispersion normale. Puis la mise au point des fibres à dispersion compensée a permis d'obtenir un régime de dispersion anormale à la longueur d'onde de pompe et donc un élargissement spectral plus important allant vers les plus courtes longueurs d'ondes.

Par la suite, le développement de la technologie de réalisation des fibres optiques ayant progressé, un nouveau type de fibre optique a été développé : les Fibres à Cristal Photonique (FCP). Celles-ci sont constituées d'un cœur dans lequel sont réalisés des trous d'air tout au long de la fibre (cf Figure I-10). Ces fibres permettent de concentrer le champ optique grâce aux sauts d'indice créés par les trous d'air et donc d'obtenir de plus fortes intensités, ce qui permet d'avoir des effets non linéaires plus importants. De plus, en modifiant la géométrie des trous d'air, la position du zéro de dispersion peut être adaptée à la longueur d'onde désirée afin de se placer en dispersion anormale quelle que soit la longueur d'onde du laser de pompe utilisé. Ces fibres optiques ont également l'avantage de pouvoir être monomode sur une gamme spectrale très large. Le développement de ces fibres a ainsi permis la réalisation de sources supercontinuum beaucoup plus efficaces [3].

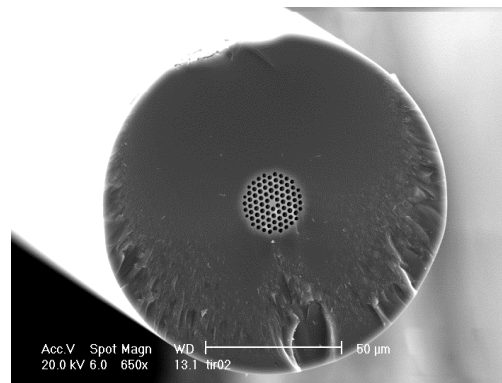


Figure I-10 : Photographie prise au microscope électronique d'une fibre à cristal photonique [27].

En conclusion, il existe plusieurs façons de réaliser des sources supercontinuum selon le milieu utilisé pour générer les effets non-linéaires. Cependant, le milieu nécessitant les plus faibles puissances de pompe et permettant de générer un supercontinuum contrôlé de manière à obtenir un spectre très large et plat sont les FCPs. En effet, des sources supercontinuum utilisant ce type de fibres sont aujourd'hui commercialisées (par exemple : [27]).

I.3.3 Pompage des fibres à cristaux photoniques

Après avoir présenté les différents milieux utilisés pour la génération de supercontinua, nous allons nous intéresser ici aux solutions permettant le pompage de ces sources. Afin de générer des spectres ultra-larges, il est possible d'utiliser différents types de laser de pompe allant des lasers continus aux lasers impulsionnels. Nous verrons dans un premier temps la génération de supercontinuum utilisant les lasers impulsionnels à blocage de modes qui émettent des impulsions allant de la femtoseconde à la picoseconde. Puis, dans un second temps, nous présenterons la génération de supercontinuum utilisant des lasers impulsionnels déclenchés par modulation des pertes émettant des impulsions allant de la centaine de picosecondes à la centaine de nanosecondes. Nous finirons en présentant la génération de supercontinua avec les lasers continus.

I.3.3.1 Génération de supercontinuum utilisant un laser impulsionnel à blocage de modes

La première source supercontinuum utilisant une FCP ayant un spectre d'émission comparable aux sources réalisées en milieux volumiques fut réalisée par Ranka *et al.* en 2000[28]. Celle-ci générait un spectre de 550 THz de large allant de 400 nm à 1500 nm (cf Figure I-11). Des impulsions d'une durée de 100 fs pour une énergie de l'ordre du nanojoule émises par un laser Titane Saphir à blocage de modes dont la longueur d'onde centrale était de $\lambda = 770$ nm étaient injectées dans une FCP de 75 cm de long. Ce résultat très intéressant a permis par la suite de développer la modélisation de la propagation d'une impulsion ultra-courte dans une FCP en développant la physique du soliton présentée par Dudley *et al.* dans la référence [3].

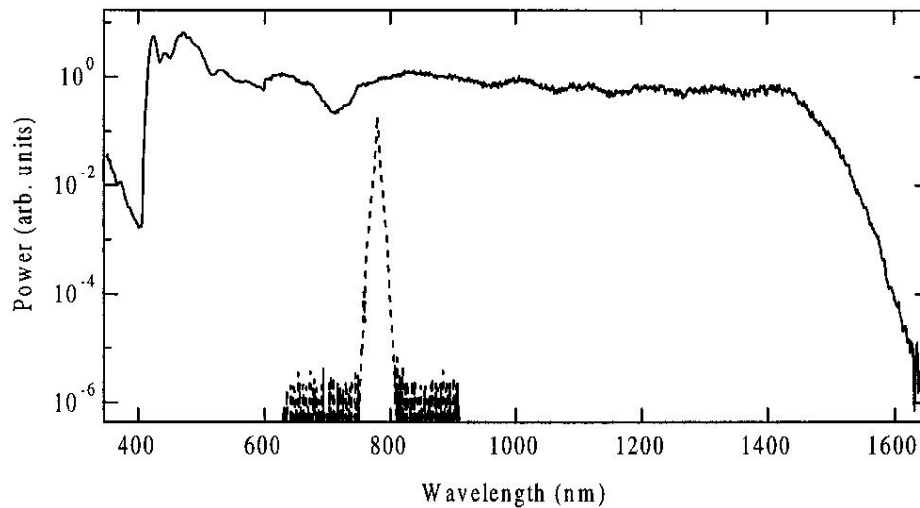


Figure I-11 : Spectre d'émission de la source supercontinuum réalisée par Ranka et al. [28].

Plus récemment, des spectres allant de l'UV jusqu'à l'IR avec des densités de puissance très élevées ont pu être obtenus en utilisant un laser à blocage de modes comme pompe. En effet, F. G. Omenetto *et al.* [21] ont mesuré un spectre allant de 350 nm à 3000 nm en injectant des impulsions d'une durée de 110 fs et une puissance crête de d'environ 8 kW à $\lambda = 1550$ nm dans une fibre à cristal photonique SF6 fournie par Schott® de 5,7 m de long.

I.3.3.2 Génération de supercontinuum utilisant un laser impulsif déclenché par modulation passive des pertes

En 2001, Provino *et al.* réalisèrent la première source supercontinuum utilisant un laser impulsif déclenché par modulation passive des pertes (Q-switch passif) grâce à l'utilisation d'un microlaser Nd-YAG doublé générant des impulsions d'une durée de 0,7 ns pour une énergie de 300 nJ à $\lambda = 532$ nm [29]. Le spectre obtenu après propagation de l'impulsion dans 1,8 m de FCP s'étendait de 460 nm à 750 nm. Il était relativement étroit car les impulsions étaient de faible puissance crête (<1kW) et la propagation s'effectuait en régime de dispersion normal. Avec l'utilisation de FCP dans un régime de dispersion anormal et des impulsions présentant des puissances crêtes supérieures à 1 kW, des supercontinua ayant des spectres comparables aux sources utilisant des lasers à blocage de modes ont pu être générés. En effet, Wadsworth *et al.* ont réalisé en 2004 une source supercontinuum ayant un spectre allant de 450 nm à plus de 1700 nm (Figure I-12), en injectant des impulsions de 6,9 kW crête dans une FCP de 20 m de longueur utilisée en régime de dispersion anormal à $\lambda = 1060$ nm [30]. Les sources laser impulsives Q-switch pouvant être relativement compactes, elles sont utilisées au sein de certaines sources supercontinuum commercialisées actuellement [27].

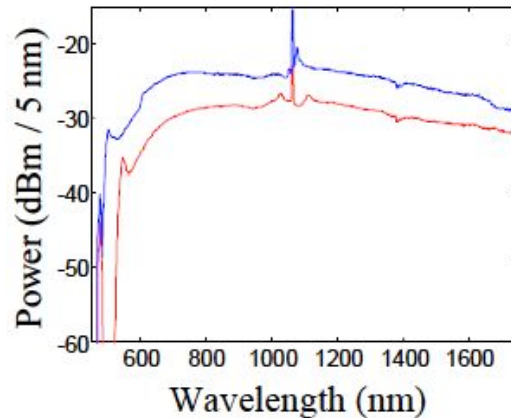


Figure I-12 : Spectres d'émission des sources supercontinuum réalisées par Wadsworth et al.[30].

I.3.3.3 Génération de supercontinuum utilisant un laser continu

Des sources supercontinuum pompées par un laser continu ont également été réalisées. Les premiers résultats ont été obtenus par Avdokhin *et al.* en 2003. Ils ont réalisé une source supercontinuum ayant un spectre allant de 1065 nm à 1375 nm en pompant une FCP de 100 m avec un laser continu de 3,8 W [31]. Étant donné la densité de puissance moyenne dans la fibre, il est normal d'obtenir un spectre beaucoup plus étroit qu'avec les solutions précédentes. Néanmoins, ce type de dispositif peut être très intéressant pour des applications en télécommunication utilisant le multiplexage en longueur d'onde grâce à la nature continue de la source supercontinuum. Par contre, il est difficile d'injecter de plus fortes puissances dans la fibre car, selon les auteurs de l'étude, cela fait fondre la fibre lors de l'injection.

I.3.3.4 Bilan

Nous venons de voir qu'il est possible de générer des supercontinua dans des fibres à cristaux photoniques quel que soit le type de laser utilisé. Cependant, les spectres les plus larges et plats sont obtenus avec des sources impulsionnelles dont les puissances crête élevées favorisent l'apparition des effets non linéaires. Du strict point de vue des performances, l'utilisation d'un laser à blocage de modes ou d'un laser déclenché par modulation des pertes semble équivalente. Néanmoins, au regard de la facilité de mise en œuvre et de la compacité du laser employé, les lasers impulsionnels déclenchés par modulation passive des pertes présentent de nombreux avantages et semblent donc plus prometteurs. Nous nous sommes focalisés par la suite sur ce type de laser.

I.3.4 État de l'art des lasers impulsionnels déclenchés par modulation passive des pertes

Étant donné notre choix d'utiliser un laser impulsionnel déclenché par modulation passive des pertes pour le pompage des FCPs, nous effectuons, dans cette partie, un état de l'art de ces sources réalisées en optique intégrée.

I.3.5 Principe de fonctionnement des lasers impulsionnels

Un laser impulsionnel déclenché par modulation des pertes est composé de trois éléments : un milieu amplificateur, une cavité optique et un élément permettant de moduler les pertes de la cavité. Le milieu amplificateur pompé auquel on ajoute la rétroaction forme un laser continu. Par contre, lorsqu'on dispose un modulateur optique intra-cavité (cf Figure I-13), il est possible de modifier le facteur de qualité de la cavité laser en modulant ses pertes (Q-switching en anglais). Ainsi, le faisceau émis n'est plus continu, mais il est constitué d'un train d'impulsions brèves. Les paramètres importants qui caractérisent ce dernier sont : la fréquence de répétition entre deux impulsions (f_{rep}), la durée (τ_{pulse}), l'énergie (E_p), et la puissance crête ($P_{crête}$) d'une impulsion, ainsi que la puissance moyenne (P_{moy}) émise par le laser.

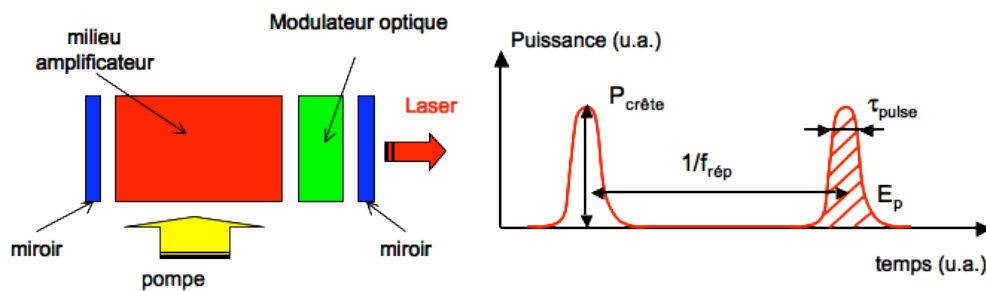


Figure I-13 : Schéma d'un laser impulsionnel par modulation des pertes.

Le modulateur optique permettant la modulation des pertes intra-cavité peut être contrôlé par un signal externe. On parle alors de laser impulsionnel déclenché par modulation active des pertes ou de « Q-switch » actif. Ce type de fonctionnement nécessite une source externe afin d'activer le modulateur qui est généralement un matériau électro-optique. Cependant, un modulateur passif ne nécessitant pas de signal externe pour moduler les pertes peut également être utilisé. Le modulateur est alors un absorbant saturable dont la transmission varie selon le flux de photon qui le traverse. Le matériau utilisé comme absorbant saturable peut être un colorant, une matrice contenant des ions métalliques ou encore un semi-conducteur. La Figure I-14 représente la variation de l'absorption de ce type de matériau en fonction du flux de photon. L'absorbant saturable introduit des pertes importantes intra-cavité (α_{off}) lorsque le flux de photon est faible. Lorsque le milieu amplificateur est pompé, la cavité va accumuler de l'énergie jusqu'à ce que le gain égalise les pertes (cf Figure I-15 partie 1). Ensuite, la condition d'oscillation du laser étant satisfaite, l'effet laser commence ce qui induit une rapide augmentation du flux de photons intra-cavité saturant alors l'absorbant et donnant lieu à un état instable du laser car le gain est très supérieur aux pertes α_{on} (partie 2). Le gain γ étant fort, l'émission stimulée importante donne naissance à une impulsion qui sature le gain. Celui-ci diminue et devient inférieur aux pertes (α_{on}) ce qui arrête l'oscillation laser et l'absorbant saturable redevient opaque (partie 3). Ce phénomène se reproduit périodiquement tant que le milieu amplificateur est pompé. Dans ce type de laser, la fréquence de répétition dépend de la puissance de pompe et de la

concentration en absorbant saturable. Ainsi, à pompage constant, la puissance crête croît avec la concentration en absorbant saturable car l'énergie accumulée sera plus importante. Néanmoins, ce phénomène est limité par la saturation du gain de l'amplificateur.

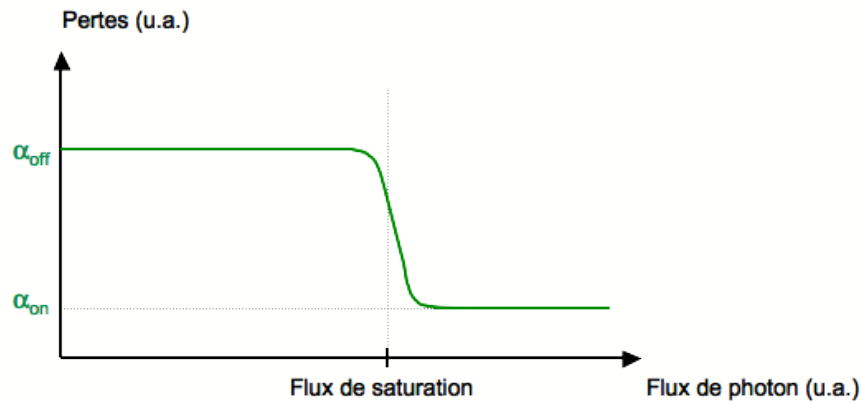


Figure I-14 : Schéma représentant les pertes d'un absorbant saturable en fonction du flux de photon le traversant.

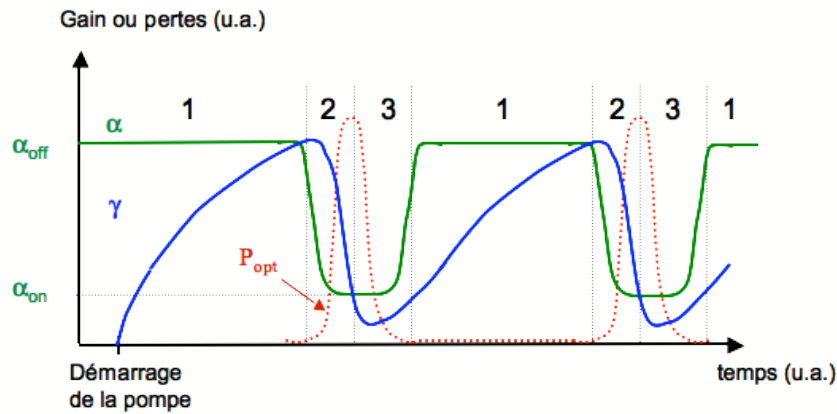


Figure I-15 : Schéma temporel présentant le fonctionnement d'un laser Q-switch passif.

Un laser « Q-switch » peut donc émettre des impulsions avec une puissance crête importante comparée à la puissance moyenne d'un laser continu ayant une cavité de même dimension. Pour le pompage des FCPs et la génération de supercontinuum, le paramètre à maximiser est la puissance crête afin de générer un maximum d'effets non-linéaires essentiels pour obtenir un élargissement spectral. Dans la suite, ce point très important dans notre cas servira d'élément de comparaison pour orienter notre choix d'étude entre les sources laser impulsionnelles déclenchées par modulation passive des pertes disponibles.

I.3.6 Les microlasers impulsionnels

L'une des technologies utilisées de nos jours pour réaliser des sources supercontinuum commerciales utilise des microlasers impulsionnels. C'est pourquoi, nous commençons cet état de l'art par ceux-ci ; en effet, ils nous donneront un point de comparaison pour les autres solutions.

Les microlasers impulsionnels sont généralement composés d'une matrice vitreuse ou cristalline contenant des ions terres rares servant de milieu amplificateur, auquel est joint un absorbant saturable par adhésion moléculaire. La cavité laser est fermée par deux miroirs déposés sur les facettes. L'un des premiers microlasers impulsionnel utilisant les ions terres rares a été réalisé par J.J. Zayhowsky en 1994 est représenté schématiquement en Figure I-16 [32]. Ce microlaser est composé de deux cristaux de YAG (Yttrium Aluminum Garnet). Le premier contenant des ions Néodyme (Nd^{3+}) est utilisé comme milieu amplificateur et est pompé à $\lambda = 808 \text{ nm}$. Le second cristal, collé au précédent, contient des ions Chrome IV (Cr^{4+}) et agit comme absorbant saturable à $\lambda = 1064 \text{ nm}$, ce qui correspond à la longueur d'onde d'émission du laser. Deux miroirs diélectriques sont déposés sur chaque facette. Ce dispositif est très compact car le milieu amplificateur est long de 0,5 mm et le milieu absorbant saturable de 0,25 mm. En pompant le milieu amplificateur avec une diode laser émettant 1,2 W à $\lambda = 808 \text{ nm}$, ce microlaser émet des impulsions d'une durée de 0,337 ns à une fréquence de répétition de 6 kHz. L'énergie des impulsions étant de 11 μJ , leur puissance crête atteint 28 kW. Celle-ci est déjà largement suffisante pour la génération d'un supercontinuum. Cependant, l'utilisation d'éléments d'optique de volume nécessaire pour coupler les impulsions dans une fibre optique entraîne des pertes de couplage et diminue la compacité ainsi que la robustesse de la source supercontinuum. De plus, dans ce type de dispositif, le guidage se fait par le gain et dépend donc de la puissance de pompe. Par conséquent, la cohérence spatiale du faisceau de sortie dépend de la puissance de pompe.

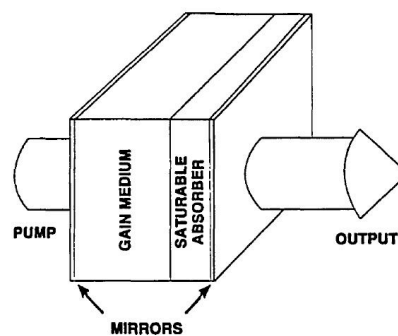


Figure I-16 : Schéma du microlaser pulsé réalisé par J.J. Zayhowsky en 1994 [32].

Il existe également des microlasers à base de terres rares mais utilisant un miroir à semi-conducteur comme absorbant saturable (SESAM) comme cela est décrit dans les références [33] ou [34]. Les caractéristiques de ce type de dispositif sont relativement proches du microlaser classique bien que les impulsions soient beaucoup plus courtes (de 56 ps à 530 ps) mais moins puissantes (autour de 1 kW crête). Des progrès sur la réalisation du dispositif et sur la méthode de pompage ont été faits pour augmenter la puissance crête et des microlasers peuvent aujourd'hui plusieurs centaines de kW [35].

I.3.7 Les lasers impulsions sur fibre optique

Étant donnée notre volonté de réaliser un laser Q-switch compatible avec les fibres optiques, on s'est intéressé aux lasers à fibre optique. En effet, ce type de dispositif semble naturellement compatible avec les FCPs. Un des premiers lasers impulsions réalisés avec une fibre optique dopée au néodyme fut réalisé en 1986 par I.P. Alcock *et al.* [36]. Dans cet article, une fibre optique dopée au néodyme est utilisée comme matériau amplificateur, des miroirs dichroïques fournissent la contre-réaction et un modulateur acousto-optique sert de modulateur intra-cavité (cf Figure I-17). Ce dispositif peut délivrer des impulsions d'une durée de 200 ns à une fréquence de 100 Hz pour une puissance crête de 8,8 W.

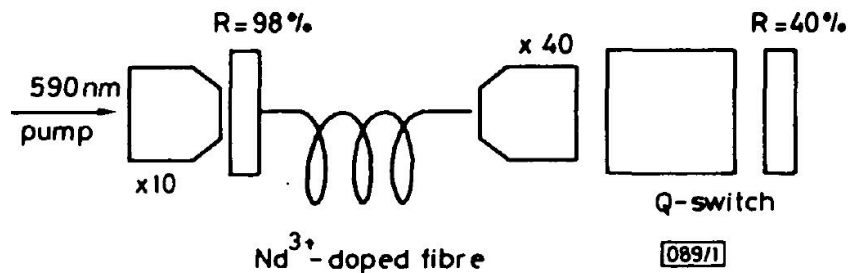


Figure I-17 : Schéma du laser pulsé réalisé sur fibre optique par I.P. Alcock *et al.* [36].

Après cette première démonstration et suivant les avancées technologiques réalisées sur les fibres optiques et les diodes de pompe, d'autres dispositifs du même type ont été réalisés, toujours en utilisant un modulateur acousto-optique ainsi que des fibres optiques dopées soit au néodyme[37], soit à l'ytterbium [38]. Ces dispositifs fonctionnent de la même manière que le précédent, cependant ils peuvent fournir des impulsions de quelques kW crête pour des durées de quelques ns. Les puissances crêtes ainsi obtenues sont suffisantes pour la génération de supercontinua. Cependant, il reste tout de même nécessaire d'utiliser une optique de volume car l'intégration du modulateur optique n'est pas possible. La compacité et la robustesse en sont donc réduites.

I.3.8 Les lasers impulsions en semi-conducteur

Contrairement aux matériaux amplificateurs vus précédemment, les semi-conducteurs sont pompés électriquement, par injection de porteurs. Si le gap du matériau est direct (souvent réalisé avec des alliages de matériaux III-V), l'émission stimulée de photons peut avoir lieu. De plus, il est possible de confiner la lumière en superposant des couches d'indices de réfraction différents permettant de réaliser des guides d'ondes qui vont devenir amplificateurs lors du pompage électrique du matériau. De cette manière, un premier laser à base de semi-conducteur, de l'arséniure de gallium, fut réalisé pour la première fois en 1962 par R.N. Hall *et al.* [39]. Cependant, ce laser étant à homojonction, le guidage de la lumière se faisait par le gain et donc son confinement était difficile à maîtriser. Il fallut attendre le développement des hétérojonctions dans AlGaAs pour obtenir un guidage par la structure d'indice permettant ainsi un meilleur contrôle sur le confinement du champ. La première

démonstration sous la forme d'un laser fut réalisée en 1976 par H. Kressel *et al.* [40]. L'année suivante était réalisé le premier laser Q-switch à base de semi-conducteur par T. Tsukada *et al.* [41]. Leur dispositif est composé d'une région active servant de milieu amplificateur située au milieu de deux miroirs de Bragg. La réflexion de ces derniers peut être contrôlée électriquement en changeant l'indice du matériau par application d'un champ électrique. Ils sont alors utilisés comme modulateur électro-optique comme représenté sur la Figure I-18. Ce dispositif peut émettre des impulsions d'une puissance crête de l'ordre du Watt pour des durées d'une centaine de picosecondes.

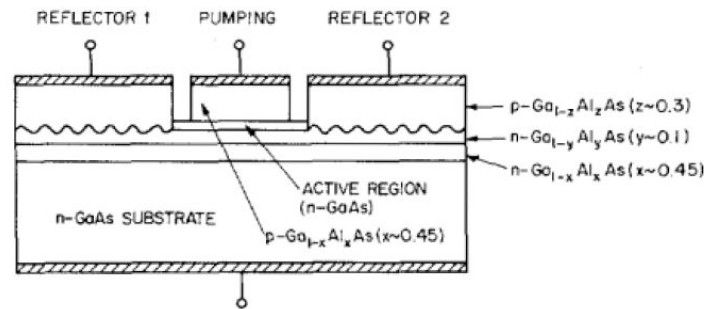


Figure I-18 : Schéma du premier laser Q-switch à base de semi-conducteur réalisé par T. Tsukada *et al.* [41].

Aujourd'hui, les dispositifs à base de semi-conducteur peuvent émettre des impulsions d'une durée allant de la centaine de picosecondes à quelques nanosecondes pour une puissance crête de l'ordre de la dizaine de Watts [42]. Cependant, les puissances émises restent assez faibles, et les champs propagés dans des matériaux semi-conducteurs sont très différents de ceux propagés dans des fibres optiques car le confinement est beaucoup plus élevé dans les semi-conducteurs. Il est donc difficile de coupler directement les impulsions provenant de ces lasers dans des FCPs.

1.3.9 Les lasers impulsions sur niobate de lithium

L'utilisation du niobate de lithium s'est révélée très intéressante pour la réalisation de lasers Q-switch en optique intégrée car le comportement électro-optique de ce matériau permet d'intégrer facilement le modulateur dans la cavité. De plus, la réalisation de lasers par échange protonique dans le niobate de lithium dopé au néodyme existe depuis 1989 (le premier dispositif de ce type fut réalisé par E. Lallier *et al.* [43]), ce qui rend cette technologie bien connue. Le premier laser Q-switch sur niobate de lithium a été réalisé en 1992 par E. Lallier *et al.* [44]. Ce dispositif, représenté Figure I-19, était constitué d'un coupleur directionnel contrôlé par effet électro-optique, ce qui permettait de moduler activement les pertes dans la cavité laser. Ce laser Q-switch actif émettait des impulsions de 2,5 W crête pour une durée de 1,5 ns à une fréquence de répétition de 10 kHz lorsque la pompe injectée dans le guide était de 10 mW. La puissance crête alors observée était assez faible, cependant le rendement de la cavité était lui relativement élevé pour cette époque en raison du caractère confiné de l'onde guidée.

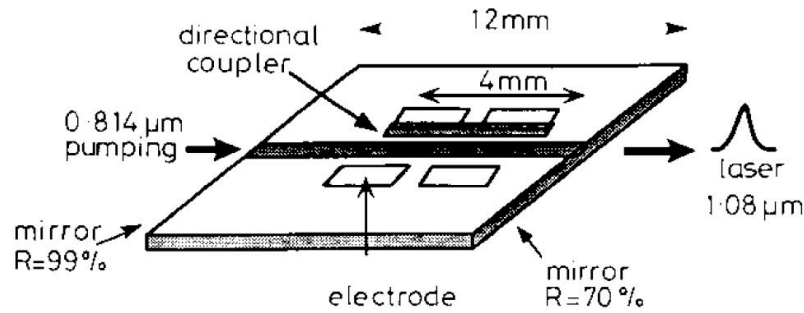


Figure I-19 : Schéma du premier laser *Q*-switch réalisé par E. Lallier et al. [44].

Par la suite, les progrès de la technologie de réalisation de guides d'onde en niobate de lithium ont permis de générer des impulsions de 0,74 kW crête avec une durée de 12 ns et une fréquence de répétition de 7 kHz. Toutefois, afin de générer des impulsions plus puissantes, il a fallu augmenter la taille du guide pour avoir plus d'interaction photon-matière ce qui conduit à un moins bon confinement du champ optique et donc à un couplage avec les fibres optiques moins efficace. De plus, afin de contrôler la modulation électro-optique, un système externe est nécessaire, ce qui rend le dispositif final plus encombrant.

1.3.10 Les lasers impulsions en optique intégrée sur verre

L'optique intégrée sur verre est une technologie intéressante pour notre application en raison de sa grande compatibilité avec les fibres optiques. En effet, les champs guidés dans les guides d'onde réalisés par échange d'ions ont une forme très proche de ceux qui sont guidés dans les fibres optiques. C'est pourquoi, aujourd'hui, de nombreux composants pour des applications en télécommunications sont réalisés via cette technologie [45]. Cependant, seulement quelques lasers impulsions ont été réalisés par échange d'ions sur verre. Le premier laser *Q*-switch utilisant cette technologie fut réalisé en 1991 par J.S. Wilkinson et E.K. Mwarania [46]. Le dispositif étudié ici est une jonction « Y » réalisée par échange d'ions sur un verre dopé au néodyme. Puis une électrode d'aluminium est ajoutée sur un des deux bras (cf Figure I-20), afin de moduler celui-ci thermo-optiquement. De cette manière, J.S. Wilkinson et E.K. Mwarania obtinrent l'émission d'impulsions d'une durée de 5 μ s à une fréquence de 105 Hz pour une puissance crête de 70 mW.

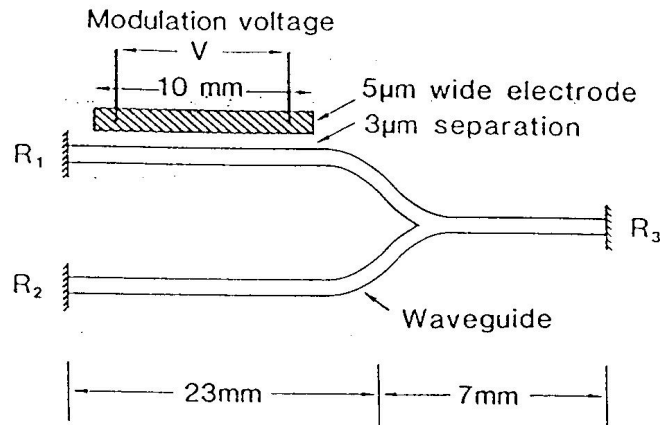


Figure I-20 : Schéma du laser Q-switch actif réalisé par J.S. Wilkinson et E.K. Mwarania [46].

Ce dispositif avait l'avantage d'être totalement intégré, mais il était pulsé activement et la puissance des impulsions était relativement faible. Par la suite, des progrès ont été réalisés concernant la composition des verres pour avoir plus de gain. Notamment, l'utilisation des verres alumino-phosphates a permis une nette amélioration des dispositifs sur verre actif. L'un des premiers lasers Q-switch passif sur verre alumino-phosphate fut réalisé par J.A. Aust *et al.* en 1994 [47]. Ce dispositif était composé d'un guide d'onde réalisé par échange d'ions dans un verre alumino-phosphate, d'un absorbant saturable intra-cavité ainsi que de deux miroirs donnant lieu à la contre-réaction (cf Figure I-21). Ce laser Q-switch passif pouvait émettre des impulsions d'une durée de 20 ns avec une fréquence de répétition de 50 kHz donnant lieu à des puissances crête de 3,05 W. Cependant, ce dispositif n'était pas totalement intégré de par sa cavité étendue permettant l'incorporation de l'absorbant saturable.

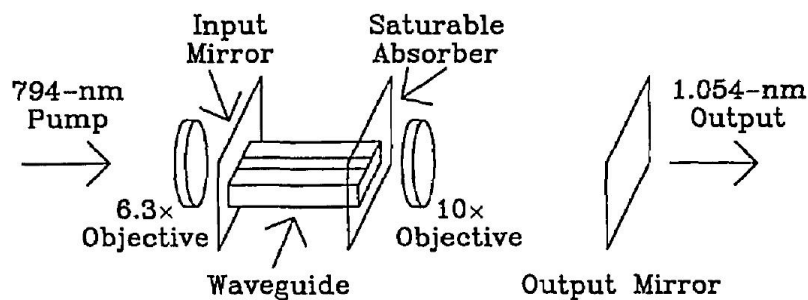


Figure I-21 : Schéma du laser Q-switch passif réalisé par J.A. Aust *et al.* [47].

L'intégration de l'absorbant saturable a été démontrée par R. Salas-Montiel durant sa thèse de doctorat au laboratoire IMEP-LaHC en 2008 [4]. Ce dispositif présenté sur la Figure I-22 est composé d'un guide d'onde amplificateur réalisé sur verre alumino-phosphate dopé au néodyme, de deux miroirs diélectriques collés sur chaque facette afin d'obtenir une rétroaction et finalement, d'un absorbant saturable hybridé sur le guide d'onde. Ce laser intégré émet des impulsions d'une puissance crête de 1W pour une durée de 10 ns à une fréquence de 330 kHz.

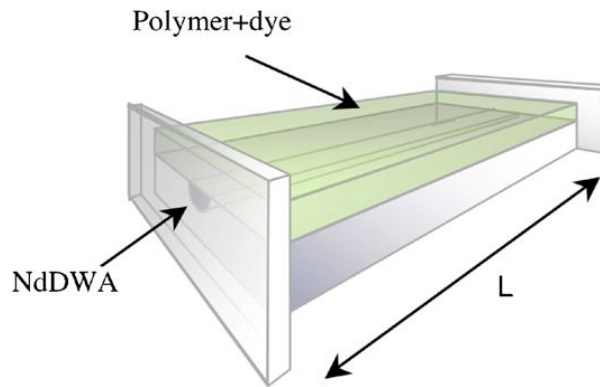


Figure I-22 : Schéma du laser *Q-switch* passif totalement intégré réalisé par R. Salas-Montiel et al. [4].

Ce dispositif est totalement intégré grâce à l'hybridation de l'absorbant saturable. Cependant, le miroir de sortie empêche un couplage direct avec une fibre optique et les puissances crêtes obtenues sont relativement faibles par rapport à celles requises pour le pompage des sources supercontinuum.

I.3.11 Bilan

Afin de comparer les différentes technologies permettant la réalisation d'un laser de pompe pour les FCPs en vue de générer un supercontinuum, nous avons dressé un tableau récapitulatif (Tableau I-2) suivant les besoins de cette application afin de fixer ensuite les objectifs de notre étude.

| Technologie | Intégration | Compatibilité avec les fibres optiques | Puissance crête des impulsions | Stabilité | Réf. |
|----------------------------|-------------|--|--------------------------------|-----------|------|
| Microlasers | + | - | + | ~ | [32] |
| Fibres optiques | - | + | + | ~ | [37] |
| Semi-conducteurs | + | ~ | - | + | [42] |
| Niobate de Lithium | ~ | ~ | - | + | [44] |
| Optique intégrée sur verre | + | + | - | + | [4] |

Tableau I-2 : Tableau récapitulatif de l'état de l'art des lasers impulsions en optique guidée.

Selon ce bilan, la technologie des microlasers, qui est aujourd'hui utilisée pour le pompage des FCPs, présente un inconvénient majeur car elle ne permet pas le couplage direct avec les fibres optiques. L'utilisation d'éléments d'optique de volume rend alors le dispositif sensible aux vibrations. On peut naturellement penser que la technologie utilisant les fibres optiques pour la génération des impulsions est plus prometteuse car elle est directement compatible avec les FCPs. Cependant, il est difficile d'intégrer le modulateur permettant le déclenchement du laser impulsionsnel. De ce point de vue, la technologie des semi-conducteurs est intéressante car elle permet sur le même dispositif de réaliser le matériau amplificateur et le modulateur, mais cette technologie ne permet pas aujourd'hui de générer des impulsions suffisamment puissantes pour la réalisation d'une source supercontinuum.

Nous nous sommes également intéressés à la technologie sur Niobate de Lithium, également robuste car le matériau utilisé pour l'amplification présente des propriétés électro-optiques. Néanmoins, l'activation du modulateur nécessite une source électronique externe diminuant la compacité du dispositif. De plus, la puissance crête des impulsions générées est trop faible pour le pompage des FCPs. Finalement, l'optique intégrée sur verre présente toutes les caractéristiques requises hormis la puissance crête des impulsions. Cependant, les guides d'ondes utilisés présentant des pertes par propagation élevées, on peut penser qu'en améliorant cette technologie, il serait possible de pallier ce problème et donc de réaliser une source laser impulsionnelle compacte, robuste, compatible avec une FCP et permettant de générer un supercontinuum.

I.4 Objectifs de l'étude

Le but général de ce travail est de réaliser une source supercontinuum compacte et robuste afin de pouvoir l'utiliser notamment pour des applications embarquées. Nous avons vu dans les paragraphes précédents l'intérêt de réaliser des sources supercontinuum en utilisant des FCPs. Le laser de pompe étant un point clé pour ce type de dispositif, nous avons sélectionné l'utilisation d'un laser impulsionnel déclenché par modulation passive des pertes. Puis, en étudiant les différentes technologies existantes aujourd'hui pour la réalisation de ce type de laser, nous avons choisi de nous intéresser aux sources laser impulsionnelles réalisées en optique intégrée sur verre. Dans ce chapitre, nous avons également montré que la génération de supercontinua utilisant les FCPs nécessitait de coupler des impulsions de forte puissance crête dans la fibre.

Ainsi, pour notre système, deux principaux défis peuvent être identifiés :

-La génération des impulsions :

Nous avons fait le choix de générer les impulsions en utilisant un laser impulsionnel Q-switch passif en optique intégrée. Dans cette optique, la structure étudiée par R. Salas-Montiel[4] sera reprise et optimisée afin de pouvoir obtenir des puissances crêtes supérieures au kW. Cette optimisation sera décomposée en trois temps :

-Dans un premier temps, une optimisation de l'efficacité du laser sera réalisée en optimisant le dimensionnement du guide d'ondes amplificateur afin d'obtenir un bon recouvrement pompe-signal. Un gain plus élevé pourra ainsi être obtenu dans la structure. Il sera notamment nécessaire de réaliser des guides d'onde monomodes aux longueurs d'onde de pompe et de signal. En effet, le guide d'onde amplificateur réalisé par R. Salas-Montiel était bimode à la longueur d'onde de pompe ce qui empêchait une efficacité optimale.

-Dans un deuxième temps, le procédé de réalisation des guides d'ondes amplificateurs sera optimisé afin d'obtenir des guides à faibles pertes, toujours dans le but de réaliser un laser plus efficace. D'après l'état de l'art, le guide d'onde amplificateur utilisé par R. Salas-Montiel présentait des pertes

par propagations de 1,2 dB/cm [4]. Or, sur d'autres types de verres, il est possible de réaliser des guides d'ondes présentant des pertes par propagation d'environ 0,1 dB/cm [48]. De telles pertes par propagations sont donc envisageable dans notre cas en optimisant la technologie.

-Dans un troisième temps, un absorbant saturable contrôlé et n'introduisant pas de pertes supplémentaires à la structure est nécessaire. Il sera donc important d'optimiser le procédé de réalisation et de dépôt de ce dernier afin de respecter ces deux critères. En effet, les dépôts réalisés dans l'état de l'art introduisaient des pertes importantes car l'interface entre l'absorbant saturable et le verre était de mauvaise qualité et il a été observé la formation de tâches blanches dans le polymère utilisé comme matrice hôte pour l'absorbant saturable.

-L'optimisation du couplage Laser-FCP :

Le couplage des impulsions dans la fibre optique peut être réalisé de deux manières différentes : soit en utilisant des optiques de volume entre le laser impulsionnel et la fibre, soit en collant directement la fibre optique à la sortie du laser. Dans les deux cas, le guide d'ondes amplificateur doit être dimensionné dans l'optique de générer des impulsions ayant un champ transverse compatible avec les fibres optiques. De plus, pour des soucis de stabilité et de compacité, il serait intéressant de coller directement la fibre optique en sortie du laser impulsionnel permettant le retrait de l'optique de volume. Pour cela, il sera nécessaire de retirer le miroir à la sortie de la structure qui empêche pour l'instant d'envisager cette possibilité. Ce dernier peut être retiré de deux façons en réalisant deux autres types de cavités :

- un miroir de Bragg qui permettrait d'obtenir un coefficient de réflexion suffisant. De tels miroirs ont déjà été réalisés sur verre avec un pic de réflexion à $\lambda = 1550$ nm [49]. Le défi ici serait de réduire le pas du réseau en adaptant les outils lithographiques pour obtenir une réflexion à $\lambda = 1053$ nm.
- une structure en anneau en réalisant un guide en forme d'anneau qui servirait de cavité résonnante proche d'un guide droit. Le couplage entre le guide droit et l'anneau serait utilisé d'une part pour injecter la pompe dans la cavité et d'autre part pour extraire le signal de celle-ci. Le défi pour cette structure serait le dimensionnement du coupleur permettant un couplage à 100% de la pompe à $\lambda = 800$ nm et un couplage partiel entre 4 et 80% du signal à $\lambda = 1053$ nm selon le facteur de qualité de la cavité souhaité.

Atteindre ces objectifs permettrait donc la réalisation d'une source supercontinuum compacte et efficace. Le travail menant à la réalisation d'une telle source sera effectué suivant les étapes suivantes : Tout d'abord, chacune des parties (guide d'onde amplificateur, cavité laser et absorbant saturable) du laser impulsionnel est étudiée et dimensionnée au cours du chapitre II. Puis, le chapitre III est dédié à la réalisation et la caractérisation de ce laser partie par partie. Ceci permettra une optimisation du procédé de réalisation ainsi qu'une étude approfondie de chacune des composantes

du laser impulsionnel dimensionné dans le chapitre II. Finalement, ce chapitre sera clos par la réalisation et la caractérisation d'une source supercontinuum compacte et robuste.

I.5 Conclusion

Dans ce chapitre, après un bref rappel historique sur la lumière blanche, différentes applications nécessitant des sources à spectre ultra-large telles que la tomographie optique cohérente ont été présentées. Ensuite, nous avons dressé un état de l'art des sources présentant de tels spectres. Les sources supercontinuum ont alors été particulièrement soulignées car elles présentent un grand intérêt par leur puissance, leur spectre étendu et la cohérence spatiale du faisceau émis. Les différents modes de réalisations de ces sources ont été rappelés et nous nous sommes plus particulièrement intéressés à l'utilisation des fibres à cristal photonique. Notre étude s'est notamment focalisée sur la génération de supercontinuum avec les FCPs en utilisant des sources laser impulsionnelles déclenchées par modulation passive des pertes car elles sont en général plus simples à mettre en place et moins coûteuses. De plus, des dispositifs Q-switch en optique guidée permettent déjà de pomper des FCPs, rendant possible la réalisation de sources supercontinuum compactes. Les différentes sources laser Q-switch ont ainsi été passées en revue pour le pompage des fibres. Enfin, nous avons choisi de nous intéresser aux lasers impulsionnels en optique intégrée sur verre réalisés par échange d'ions car c'est une technologie compatible avec les fibres optiques de par la forme des champs propagés. Cette technologie est maintenant maîtrisée au laboratoire IMEP-LaHC, ce qui permettra une optimisation du dimensionnement du guide d'ondes amplificateur pour un meilleur rendement du laser.

Finalement, nous avons fixé la logique de l'étude et les objectifs de ce travail : réaliser une source supercontinuum en utilisant une FCP pompée par un laser impulsionnel Q-switch passif réalisé en optique intégrée sur verre.

Chapitre II Étude et dimensionnement du laser impulsif déclenché par modulation passive des pertes

Sommaire

| | | |
|--------|--|----|
| II.1 | INTRODUCTION | 33 |
| II.2 | AMPLIFICATEUR EN OPTIQUE GUIDÉE | 34 |
| II.2.1 | <i>Interaction photon-matière et gain d'un amplificateur</i> | 34 |
| II.2.2 | <i>Cas de l'ion Néodyme dans le verre IOG1</i> | 36 |
| II.2.3 | <i>L'amplification dans un guide d'ondes</i> | 39 |
| II.2.4 | <i>Dimensionnement du guide d'ondes amplificateur</i> | 47 |
| II.3 | DIMENSIONNEMENT D'UN LASER GUIDE CONTINU | 54 |
| II.3.1 | <i>Différents types de cavités</i> | 55 |
| II.3.2 | <i>Modélisation de la cavité Fabry-Perot</i> | 56 |
| II.4 | LASER Q-SWITCH PASSIF | 62 |
| II.4.1 | <i>Principe du Q-switch passif</i> | 62 |
| II.4.2 | <i>Cas du BDN dans l'acétate de cellulose</i> | 64 |
| II.4.3 | <i>Dimensionnement de l'absorbant saturable</i> | 67 |
| II.5 | SYNTHÈSE DU DIMENSIONNEMENT | 71 |
| II.6 | CONCLUSION | 71 |

II.1 Introduction

L'objectif de ce travail est de réaliser un laser impulsif Q-switch intégré dont le faisceau couplé dans une fibre à cristaux photonique est suffisamment puissant pour générer un

supercontinuum. Ce chapitre est consacré au dimensionnement d'un tel laser et s'organise en trois parties. Tout d'abord, le dimensionnement de l'amplificateur optique sera présenté. Puis nous démontrerons que celui-ci peut être utilisé pour réaliser un laser continu dont les performances théoriques seront calculées. Finalement, nous verrons comment l'utilisation d'un absorbant saturable réparti sur l'ensemble de la cavité permet de dimensionner un laser impulsif Q-switch passif, dont les caractéristiques sont conformes à nos objectifs.

II.2 Amplificateur en optique guidée

L'objectif de cette partie est de dimensionner un guide d'onde amplificateur présentant des caractéristiques optimales. Après un rappel des principes fondamentaux de l'amplification optique, nous nous intéresserons plus particulièrement au cas du néodyme dans le verre IOG1 qui constitue notre matériau amplificateur. L'influence du guidage sur l'amplification sera ensuite évaluée afin de dimensionner notre dispositif.

II.2.1 Interaction photon-matière et gain d'un amplificateur

Selon le modèle proposé par Einstein en 1917, il existe trois processus fondamentaux d'interaction photon-matière : l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée [50] (cf Figure II-1). Lorsqu'un atome possède deux niveaux d'énergies E_1 et E_2 avec $E_2 - E_1 = h\nu$, et si un photon de fréquence ν passe à proximité de cet atome, alors il existe une probabilité W_a que le photon soit absorbé et que l'atome soit excité sur le niveau d'énergie E_2 . À l'inverse, si l'atome est sur le niveau d'énergie E_2 , il a deux possibilités pour retourner sur l'état fondamental :

-Par émission stimulée. Si un photon de fréquence ν passe à proximité de l'atome, il existe une probabilité W_{st} pour que l'atome retourne sur le niveau E_1 en émettant un autre photon identique au premier.

-Par émission spontanée. Il existe une probabilité W_{sp} que l'atome descende sur le niveau E_1 spontanément en émettant un photon d'énergie $h\nu$.

Pour un flux de photons ϕ_ν de fréquence ν , les probabilités d'occurrence de ces phénomènes sont données par les expressions suivantes :

$$\begin{cases} W_a = \phi_\nu \cdot \sigma(\nu) \\ W_{st} = \phi_\nu \cdot \sigma(\nu) \\ W_{sp} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{nrad}} = \frac{1}{\tau_2} \end{cases} \quad (2.1)$$

où $\sigma(\nu)$ est la section efficace à la fréquence ν , τ_{rad} est la durée de vie radiative du niveau E_2 et τ_{nrad} est la durée de vie non radiative du niveau E_2 . τ_2 est alors le temps de vie des électrons sur le niveau 2.

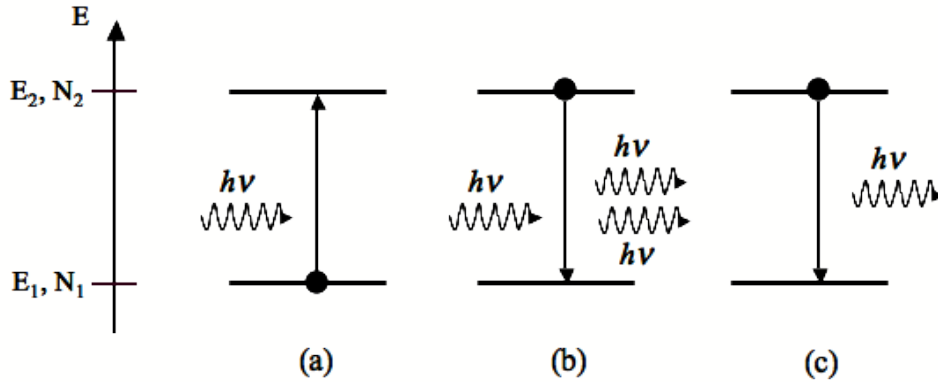


Figure II-1 : Schéma représentant les trois processus fondamentaux d'interaction photon-matière : l'absorption (a), l'émission stimulée (b) et l'émission spontanée (c).

Si on considère maintenant un matériau présentant deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 et traversé par un flux de photon ϕ_v (représenté sur la Figure II-2), l'évolution de ϕ_v au cours de la propagation est régie par l'équation :

$$\frac{d\phi_v(z)}{dz} = \sigma(N_2(z) - N_1(z)) \cdot \phi_v(z) + \frac{K \cdot N_2(z)}{\tau_2} \quad (2.2)$$

où K est la proportion de photons émis dans la direction z ($K < 1$).

Si le flux de photons est suffisamment élevé, la contribution de l'émission spontanée devient négligeable et l'expression de $\phi_v(z)$ est :

$$\phi_v(z) = \phi_v(0) \cdot e^{\gamma(z)z} \quad (2.3)$$

où $\gamma(z) = \sigma(N_2(z) - N_1(z))$ est appelé coefficient de gain du matériau.

L'équation (2.3) et la définition de γ montrent que le flux de photons augmente selon la valeur de l'inversion de population $\Delta N = N_2 - N_1$. Pour calculer celle-ci, les équations de peuplement des niveaux sont utilisées. Dans ce cas le plus général où le système peut interagir avec son environnement, ces équations s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{dN_2}{dt} = \sigma \cdot (N_1 - N_2) \cdot \phi_v(z) - \frac{N_2}{\tau_2} + R_2 \\ \frac{dN_1}{dt} = \sigma \cdot (N_2 - N_1) \cdot \phi_v(z) - \frac{N_1}{\tau_1} + R_1 \end{cases} \quad (2.4)$$

Les termes R_i du système (2.4) sont les taux de pompage du niveau « i ». Ils décrivent l'énergie qui est fournie au système à deux niveaux par l'environnement extérieur. On note aussi la présence du terme $\frac{N_1}{\tau_1}$ dans le système car dans le cas le plus général, le niveau E_1 n'est pas forcément le niveau fondamental.

Pour résoudre le système (2.4), nous devons donc connaître les paramètres du matériau amplificateur (σ , R_i et E_1 , E_2) ainsi que la distribution transverse du flux de photons. Dans notre cas, cette distribution n'est pas constante puisque notre dispositif fonctionne en configuration guidée.

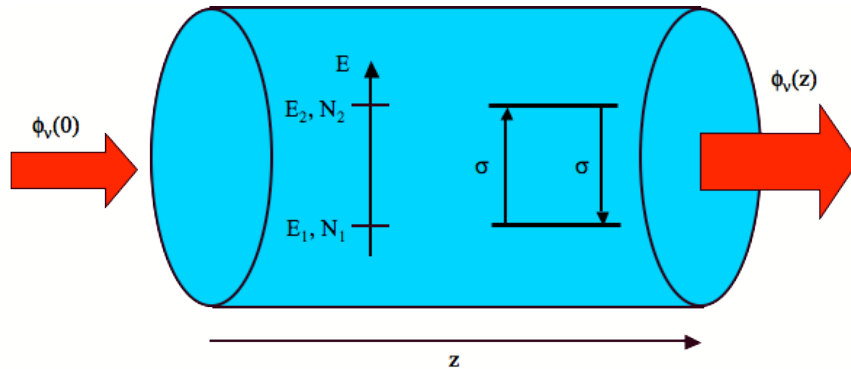


Figure II-2 : Schéma d'un amplificateur à 2 niveaux n'énergies.

II.2.2 Cas de l'ion Néodyme dans le verre IOG1

L'objectif de l'étude étant de réaliser une source supercontinuum ayant un spectre allant du visible à l'infrarouge, une émission au centre de ce spectre est nécessaire. Le milieu amplificateur choisi pour réaliser cette source est le verre IOG1 de Schott qui est un verre spécialement conçu pour l'échange d'ions et le dopage avec des terres rares. Dans notre cas, le dopant sélectionné est le néodyme. Sa concentration dans le verre est de $N_T = 1,5 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$ et son émission principale est située à $\lambda_s = 1,06 \text{ }\mu\text{m}$ dans le proche infrarouge.

Pour l'amplification optique, le Néodyme (Nd) est utilisé à l'état ionique sous la valence III (Nd^{3+}). Dans cette configuration, il présente les niveaux d'énergie présentés sur la Figure II-3 [51].

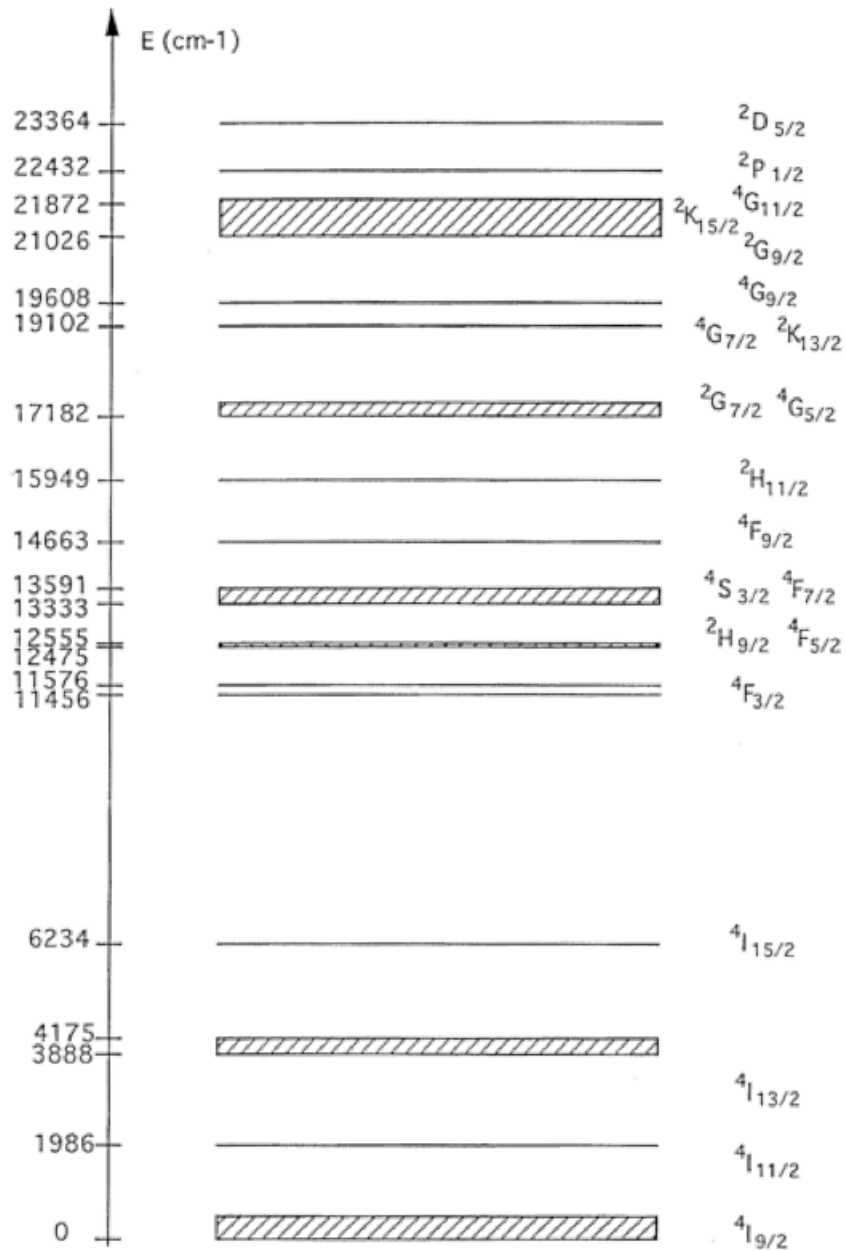


Figure II-3 : Niveaux d'énergie de l'ion Nd³⁺ [51].

Dans le cadre de cette étude, il n'est pas nécessaire de prendre en considérations tous les niveaux d'énergie de l'ion Nd³⁺. Nous nous intéressons seulement aux niveaux intervenant dans la transition optique à $\lambda = 1053$ nm, les niveaux ⁴F_{3/2} et ⁴I_{11/2}, ainsi qu'au niveau fondamental ⁴I_{9/2}, au niveau ⁴F_{5/2} utilisé pour le pompage optique à $\lambda = 800$ nm. Par conséquent, dans la suite, l'ion Nd³⁺ est considéré comme un matériau à 4 niveaux d'énergie, représenté sur la Figure II-4.

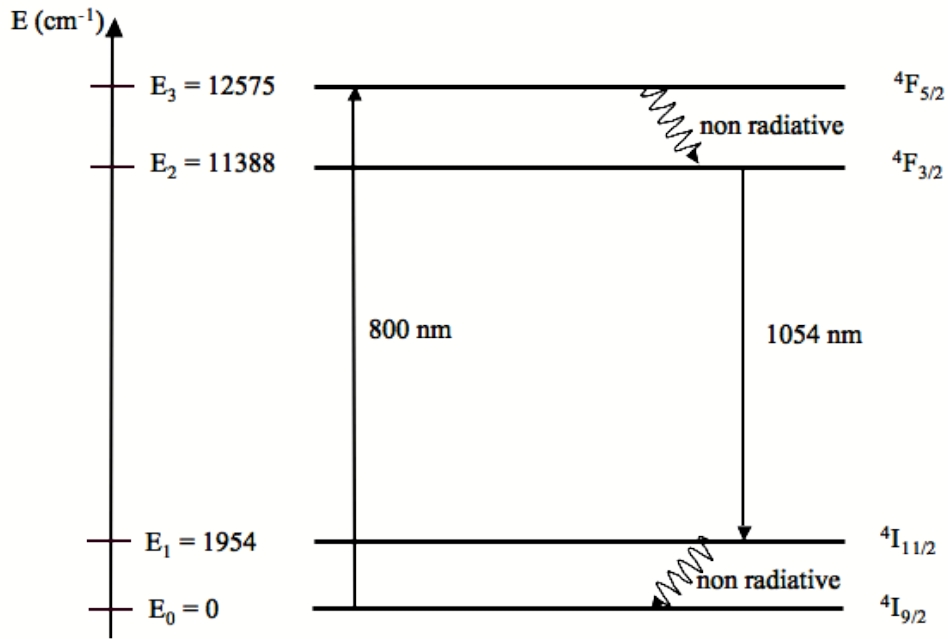


Figure II-4 : Niveaux d'énergie et transitions de l'ion Nd^{3+} utilisés dans notre étude.

L'émission à $\lambda_s = 1053$ nm est due aux transitions entre les niveaux ${}^4F_{3/2}$ et ${}^4I_{11/2}$. D'après le fabricant du verre, la durée de vie du niveau ${}^4F_{3/2}$ dans l'IQG1 est $\tau_2 = 250$ μs et la section efficace de la transition est : $\sigma_{em} = 3,9 \cdot 10^{20}$ cm^2 . Le niveau ${}^4I_{11/2}$ étant très proche du niveau fondamental, ${}^4I_{9/2}$, les atomes quittent quasiment instantanément ce niveau pour retourner de façon non radiative à leur état fondamental et nous pouvons considérer que N_1 , la population du niveau et ${}^4I_{11/2}$ est toujours nulle. Donc calculer l'inversion de population $\Delta N = N_2 - N_1$ revient à calculer la valeur de la population N_2 du niveau ${}^4F_{3/2}$. Afin de peupler celui-ci, on utilise la transition entre le niveau fondamental ${}^4I_{9/2}$ et le niveau ${}^4F_{5/2}$ qui correspond à une longueur d'onde optique de $\lambda_p = 800$ nm et a une section efficace $\sigma_{abs} = 2,6 \cdot 10^{20}$ cm^2 . L'absorption d'un flux de photons à λ_p permet donc d'amener les atomes sur le niveau ${}^4F_{5/2}$ où une relaxation non radiative et quasi instantanée les amène sur le niveau ${}^4F_{3/2}$. Les équations de populations dans le cas du Néodyme dans le verre IOG1 s'écrivent donc :

$$\begin{cases} N_T = N_0 + N_1 + N_2 + N_3 \approx N_0 + N_2 \\ \frac{dN_2}{dt} = (\phi_p \cdot \sigma_{abs}) \cdot (N_T - N_2) - \phi_s \cdot \sigma_{em} \cdot N_2 - \frac{N_2}{\tau_2} \end{cases} \quad (2.5)$$

où ϕ_p et ϕ_s sont les flux de photons de pompe et de signal respectivement.

Cependant, une forte concentration en néodyme liée à un flux de pompe élevé entraîne la présence d'effets parasites impliquant d'autres niveaux d'énergie de cet ion. Le principal d'entre eux est appelé « up-conversion ». Ce phénomène apparaît lorsque deux atomes excités trop proches ajoutent leurs énergies pour émettre un photon dont l'énergie est la somme des deux énergies utilisées. Dans le cas du néodyme, cet effet est la conséquence du transfert d'énergie d'un électron sur le niveau

$^4F_{3/2}$ vers un autre atome sur le même niveau. Le premier atome passe alors sur le niveau $^4I_{11/2}$ et le deuxième sur le niveau $^2K_{15/2}$ et finit par désexciter radiativement en émettant un photon visible d'énergie $2h\nu_s$, comme le montre la Figure II-5.

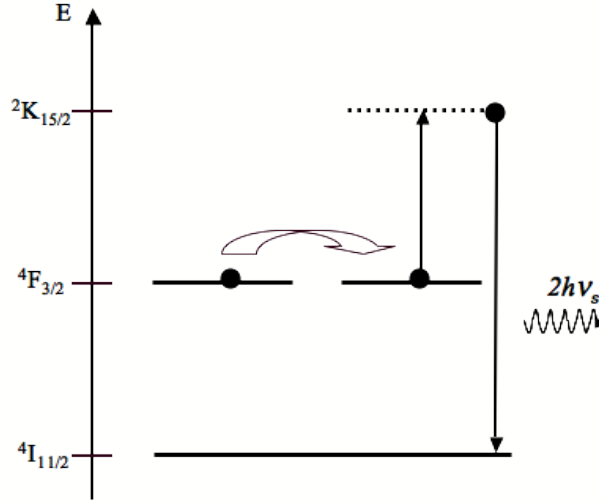


Figure II-5 : Schéma représentant l'up-conversion dans le cas du Néodyme.

Dans ce cas, l'équation (2.5) devient :

$$\frac{dN_2}{dt} = (\phi_p \cdot \sigma_{abs}) \cdot (N_T - N_2) - \phi_s \cdot \sigma_{em} \cdot N_2 - \frac{N_2}{\tau_2} - C_{up} \cdot N_2^2 \quad (2.6)$$

où C_{up} est le coefficient d'up-conversion. À l'état stationnaire, l'équation du 2nd ordre obtenue présente une solution ayant une racine positive N_{20} :

$$N_{20} = \frac{-\left(\frac{1}{\tau_2} + \phi_s \sigma_{em} + \phi_p \sigma_{abs}\right) + \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_2} + \phi_s \sigma_{em} + \phi_p \sigma_{abs}\right)^2 + 4C_{up} \phi_p \sigma_{abs} N_T}}{2C_{up}} \quad (2.7)$$

Nous pouvons donc écrire qu'à une cote z donnée, la distribution transverse du coefficient de gain est donnée par :

$$\gamma(x, y) = \sigma_{em} N_{20}(x, y) \quad (2.8)$$

Ce coefficient dépend des distributions transverses de flux de pompe et de signal à travers l'équation (2.7). Puisque l'amplificateur étudié ici est guidé, connaître ces distributions exige d'étudier le fonctionnement d'un guide d'onde.

II.2.3 L'amplification dans un guide d'ondes

L'objectif de cette sous partie est d'étudier l'influence du guidage sur le gain de l'amplificateur optique tout en déterminant les distributions transverses de flux de photons. La forme des modes guidés en général sera brièvement rappelée, puis le gain modal défini. Nous finirons par étudier les champs pour la technologie utilisée dans ce travail : l'échange d'ions.

II.2.3.1 Généralité sur le guidage

Un guide d'onde est une structure invariante selon l'axe de propagation qui confine la lumière dans une région donnée du plan transverse. Il existe de nombreux types de guides d'onde, certains sont réalisés par dépôt et gravure de différentes couches minces (cf Figure II-6 (a)), d'autres par dopage localisé d'un substrat (cf Figure II-6 (b)).

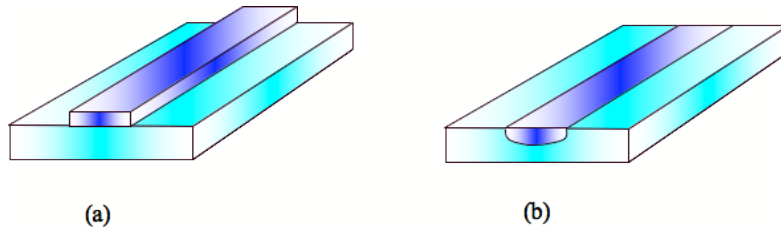


Figure II-6 : Différents types de guides canaux.

La propagation lumineuse dans les guides d'onde est régie par les équations de Maxwell qui, dans le cas d'une onde monochromatique de pulsation ω , donnent les équations vectorielles de propagation suivantes pour l'onde électromagnétique guidée portée par les vecteurs \vec{E} et \vec{H} .

$$\begin{cases} \Delta \vec{E} + k_0^2 n^2 \vec{E} = \frac{-\vec{\nabla}(\vec{E} \cdot \vec{\nabla}(n^2))}{n^2} \\ \Delta \vec{H} + k_0^2 n^2 \vec{H} = \frac{(\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) \wedge \vec{\nabla}(n^2)}{n^2} \end{cases} \quad (2.9)$$

avec $k_0 = \frac{\omega}{c} = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda}$ la constante de propagation dans le vide, c la vitesse de la lumière dans le vide, λ la longueur d'onde et n l'indice de réfraction.

D'après le système (2.9), le guidage requiert une variation transverse de l'indice de réfraction car lorsque $\vec{\nabla}(n^2)$ est nul, les termes de droite des équations disparaissent et l'équation caractéristique des ondes planes dont l'étendue est infinie est retrouvée.

II.2.3.1.1 Cas du guide plan

La résolution des équations vectorielles (2.9) n'est pas triviale, elle est donc généralement résolue de façon numérique avec des moyens de calcul relativement lourds. Cependant, il existe un cas particulier pour lequel des solutions analytiques peuvent être obtenues. Il s'agit du guide plan à saut d'indice représenté sur la Figure II-7.

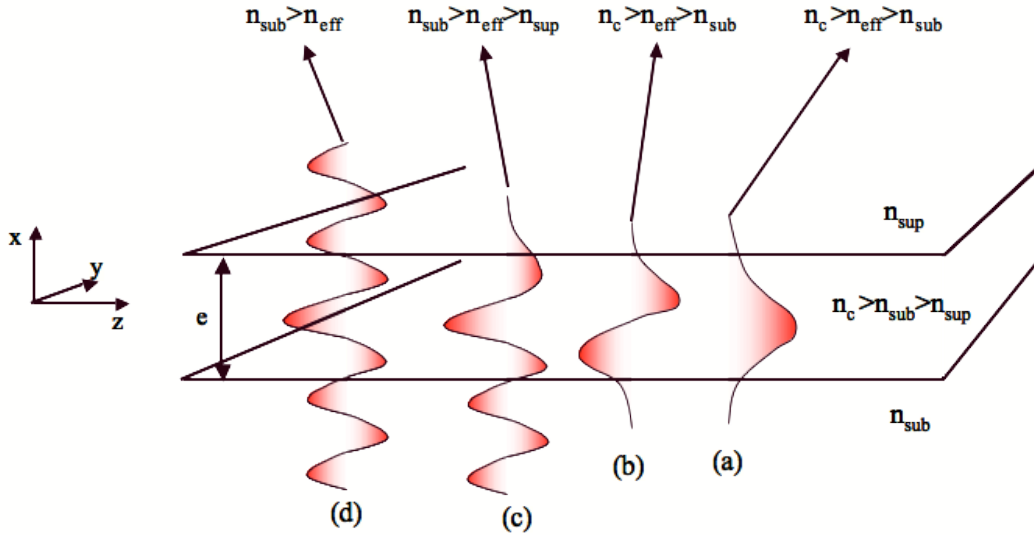


Figure II-7 : Guide plan à saut d'indice et forme des modes propagés dans ce type de structure.

Les champs propagés par cette structure se décomposent en deux familles de solutions indépendantes : les solutions Transverse Electrique (TE), pour lesquelles le champ électromagnétique a pour composantes (E_y, H_x, H_z) et les solutions Transverse Magnétique (TM) de composantes (H_y, E_x, E_z) . Selon le cas considéré, la détermination de E_y ou H_y permet de calculer toutes les autres composantes du champ guidé. Généralement, les champs sont exprimés sous la forme d'une onde propagative harmonique : $\psi(x, z) = \psi(x) \cdot e^{jk_0 n_{eff} z}$, où $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, n_{eff} est l'indice effectif et ψ est E_y ou H_y , selon que le cas TE ou TM est traité.

L'équation (2.9) devient alors :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k_0^2 (n^2(x) - n_{eff}^2) \psi = 0 \quad (2.10)$$

La solution de (2.10) est soit exponentielle soit oscillatoire selon le signe de $(n^2(x) - n_{eff}^2)$. Pour obtenir une onde guidée, il faut, par définition, que l'onde soit nulle à l'infini. $\psi(x)$ doit donc être de forme exponentielle décroissante dans le substrat et dans le superstrat du guide d'onde, ce qui donne comme conditions de guidage $n_{eff} \geq n_{sub}$ et $n_{eff} \geq n_{sup}$. De même, l'indice effectif ne peut pas être plus élevé que le plus élevé des indices de la structure. Par conséquent, on a donc $n_{eff} \leq n_c$, ce qui entraîne une forme oscillatoire pour le champ à l'intérieur de la couche guidante. Selon ces considérations et la continuité des composantes transverses des vecteurs \vec{E} et \vec{H} , la forme des champs guidés est la suivante :

$$\psi(x) = \psi_0 \begin{cases} \cos\left(\frac{k_0 e}{2} + \phi\right) \cdot e^{\alpha_{\text{sup}}\left(x - \frac{e}{2}\right)}, x > \frac{e}{2} \\ \cos(k_x x + \phi), |x| \leq \frac{e}{2} \\ \cos\left(\frac{k_0 e}{2} - \phi\right) \cdot e^{\alpha_{\text{sub}}\left(x + \frac{e}{2}\right)}, x < -\frac{e}{2} \end{cases} \quad (2.11)$$

où $k_x = k_0 \sqrt{n_c^2 - n_{\text{eff}}^2}$, $\alpha_{\text{sub, sup}} = k_0 \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{sub, sup}}^2}$, ϕ est fixé par la relation $\tan\left(\frac{k_x e}{2} + \phi\right) = \frac{\alpha_{\text{sup}}}{k_0}$ et

l'indice effectif n_{eff} par la relation de dispersion (2.12) :

$$k_0 d \sqrt{n_c^2 - n_{\text{eff}}^2} - \arctan\left(\left(\frac{n_c}{n_{\text{sub}}}\right)^\eta \sqrt{\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{sub}}^2}{n_c^2 - n_{\text{eff}}^2}}\right) - \arctan\left(\left(\frac{n_c}{n_{\text{sup}}}\right)^\eta \sqrt{\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{sup}}^2}{n_c^2 - n_{\text{eff}}^2}}\right) = m\pi, m \in \mathbb{Z} \quad (2.12)$$

$$\text{où } \eta = \begin{cases} 0 \text{ en TE} \\ 2 \text{ en TM} \end{cases}.$$

L'équation (2.12) n'admet que des solutions discrètes pour n_{eff} (via l'entier m). On parle alors de modes de propagation pour les ondes guidées. Lorsqu'une seule valeur de n_{eff} vérifie en même temps l'équation (2.12) et les conditions de guidage ($\text{Max}(n_{\text{sup}}, n_{\text{sub}}) < n_{\text{eff}} < n_c$), le guide est dit monomode.

La Figure II-7 présente la répartition d'intensité des deux premiers modes guidés (a) et (b) du guide plan. Cependant, les modes guidés ne sont pas les seules solutions de l'équation (2.10), il existe aussi des solutions qui sont oscillatoires sur tout l'espace et que l'on nomme « modes rayonnés » ((c) et (d) sur la Figure II-7). Ces modes perdent de l'énergie au cours de la propagation et ne sont donc pas intéressants pour la réalisation de fonctions intégrées.

II.2.3.1.2 Cas du guide canal à faible contraste d'indice

Dans le cas de l'optique intégrée sur verre, les contrastes d'indice entre le cœur du guide d'onde et son environnement sont suffisamment faibles ($\Delta n_{\text{max}} < 0,2$) pour que soient négligés les termes $\vec{\nabla} n^2$ du système d'équations vectorielles (2.9). Celui-ci se simplifie alors grandement pour devenir l'équation scalaire :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + k_0^2 (n^2(x, y) - n_{\text{eff}}^2) \psi = 0 \quad (2.13)$$

où $\psi = E_y$ ou H_y selon le cas quasi TE ou quasi TM.

La relation (2.13) peut être résolue de façon relativement aisée grâce à des méthodes numériques diverses [52], [53]. Pour notre part, nous avons utilisé le solveur de mode commercial de la société OptiWAVE basé sur un algorithme de différences finies [54].

Le flux d'énergie transportée par l'onde guidée est donné par le flux du vecteur de Pointing :

$$\bar{\phi}_{EM} = \frac{1}{2} \text{Re} [\bar{E} \wedge \bar{H}] \cdot dz \quad (2.14)$$

qui dans le cas de l'approximation scalaire s'écrit :

$$\phi_{EM}(x, y) = \frac{k_0 n_{eff}}{2\mu_0 \omega} |\psi(x, y)|^2 = P_g |\varphi(x, y)|^2 \quad (2.15)$$

où P_g est la puissance guidée et $|\varphi(x, y)|^2 = \frac{|\psi(x, y)|^2}{\int \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x, y)|^2 dx dy} = I^N(x, y)$ est la répartition

d'intensité normalisée du mode guidé.

De façon évidente, le flux d'énergie électromagnétique ϕ_{EM} est lié au flux de photon ϕ_v , selon l'équation suivante :

$$\phi_v(x, y) = \frac{\phi_{EM}(x, y)}{h\nu} = \frac{P_g}{h\nu} I^N(x, y) \quad (2.16)$$

II.2.3.2 Gain modal

D'après la relation (2.7), le gain en chaque point de la structure guidante dépend de l'inversion de population créée par le flux de pompe. D'un point de vue strictement théorique, puisque le système physique étudié est causal, la présence d'un gain optique entraîne une modification de la distribution d'indice à travers les relations de Kramers-Krönig. Néanmoins, les coefficients de gain γ obtenus dans les matériaux dopés avec des terres rares restent en général suffisamment faibles pour que nous puissions considérer que la répartition d'intensité des modes guidés n'est pas affectée et reste une constante de la propagation. On peut alors écrire la relation (2.2) en utilisant (2.16) et (2.8) :

$$\frac{d\phi_{vs}(x, y, z)}{dz} = \gamma(x, y) \phi_{vs}(x, y, z) = \sigma_{em} N_{20}(x, y, z) \frac{P_s(z)}{h\nu} I_s^N(x, y) \quad (2.17)$$

où P_s est la puissance guidée à λ_s , ce qui donne en intégrant sur le plan transverse (x, y) :

$$\begin{aligned} \frac{dP_s(z)}{dz} &= \left[\sigma_{em} \iint N_{20}(x, y, z) I_s^N(x, y) dS \right] \cdot P_s(z) \\ \frac{dP_s(z)}{dz} &= g_m(z) \cdot P_s(z) \end{aligned} \quad (2.18)$$

où $g_m(z) = \sigma_{em} \iint N_{20}(x, y, z) I_s^N(x, y) dS$ est le coefficient du gain modal.

De fait, il faut retrancher à g_m les pertes par propagation du guide d'onde α_{ps} pour obtenir le coefficient de gain modal net :

$$g_s(z) = g_m(z) - \alpha_{ps} = \sigma_{em} \iint N_{20}(x, y, z) I_s^N(x, y) dS - \alpha_{ps} \quad (2.19)$$

En suivant la même démarche pour le flux de pompe dont l'absorption est régie par la population du niveau fondamental $N_0 = N_T - N_{20}$, un coefficient d'absorption modal net peut-être défini :

$$\alpha_p(z) = \sigma_{abs} \iint (N_T - N_{20}(x, y, z)) I_p^N(x, y) dS + \alpha_{pp} \quad (2.20)$$

où α_{pp} est le coefficient des pertes par propagation à la longueur d'onde de pompe.

Ainsi, connaître l'évolution des puissances guidées aux longueurs d'onde de pompe et de signal, revient à résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{dP_s(z)}{dz} = g_s(z) \cdot P_s(z) \\ \frac{dP_p(z)}{dz} = -\alpha_p(z) \cdot P_p(z) \end{cases} \quad (2.21)$$

Ce système est un système couplé puisque g_s et α_p dépendent tous les deux de N_{20} qui dépend lui-même de P_s et P_p à travers la relation (2.7).

Le système (2.21) traduit donc le transfert d'énergie du mode de pompe vers le mode de signal. Il peut aisément être résolu de façon numérique en connaissant les puissances guidées à l'entrée de l'amplificateur et les intensités normalisées $I_{s,p}^N$ qui dépendent de la nature du guide d'onde et donc de la technologie employée pour les réaliser.

II.2.3.3 Cas des guides réalisés par échange d'ions

La technologie utilisée pour la réalisation des guides d'ondes amplificateurs dans ce travail est l'échange d'ions. L'objectif de cette partie est de lier les paramètres physiques de l'échange d'ions à la structure d'indice créée pour ensuite calculer la forme des modes guidés.

De manière générale, l'échange d'ions dans les verres d'oxydes consiste à changer localement la composition du verre en échangeant des ions mobiles du verre contre d'autres ions apportés par une source externe. Ainsi, en trempant le substrat de verre dans un bain de sel de nitrate fondu à une température comprise entre 300 et 500°C, il est possible d'échanger des ions B^+ présents dans le verre par des ions A^+ présents dans le sel fondu (cf Figure II-8).

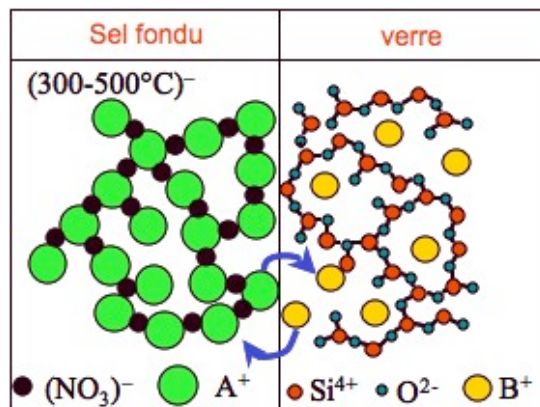


Figure II-8 : Schéma illustrant le principe de l'échange d'ions dans un verre silicate.

Le changement de composition du verre ainsi réalisé induit alors un changement de l'indice de réfraction. Pour un verre d'oxyde, il est possible de relier son indice de réfraction à sa composition suivant la loi empirique [55] :

$$n_d = 1 + \sum_m \frac{\alpha_m N_m}{V_0} = 1 + \frac{R_0}{V_0} \quad (2.22)$$

où n_d est l'indice de réfraction pour la raie « d » d'émission du sodium, les α_m sont les constantes de réfraction des espèces m , N_m est le nombre d'atomes m par atome d'oxygène, V_0 est le volume du verre par atome d'oxygène et R_0 la réfractivité du verre par atome d'oxygène. La différenciation de la formule (2.22) permet de déduire le changement de l'indice de réfraction Δn du verre en fonction du changement de sa composition :

$$\Delta n = \frac{c}{V_0} \left(\Delta R - \frac{R_0 \Delta V}{V_0} \right) \quad (2.23)$$

où ΔR et ΔV sont respectivement les variations de réfractivité et de volume du verre par atome d'oxygène causé par la modification de celui-ci, et c est la concentration normalisée en ions A^+ introduits dans le verre.

Dans notre cas, nous utiliserons l'échange d'ions argent (Ag^+) présents dans le bain de sel fondu avec des ions sodium (Na^+) présent dans le verre IOG1. Ce verre a été spécifiquement développé pour réaliser des échanges d'ions potassium/sodium ou argent/sodium. Dans ce travail, l'échange d'ions argent/sodium a été choisi car il permet un changement de l'indice de réfraction plus élevé sans introduire de contraintes mécaniques. En effet, les ions argent possèdent une plus forte polarisabilité que les ions sodium tout en ayant quasiment le même volume que ces derniers.

En autorisant localement l'échange d'ions grâce à des fenêtres de diffusion ouvertes dans un masque, une variation d'indice localisée est réalisée, susceptible ainsi de guider un signal lumineux.

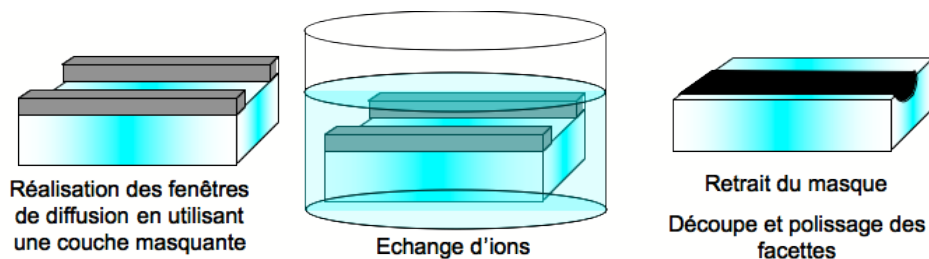


Figure II-9 : Schéma représentant le processus technologique de réalisation des guides d'ondes par échange d'ions

Le processus de réalisation des guides, présenté sur la Figure II-9 utilise des étapes similaires à la microélectronique telles que le dépôt de couches minces ou encore la lithographie. En effet, une couche mince d'un matériau imperméable à l'échange d'ions est d'abord déposée sur le substrat de verre préalablement nettoyé. Ensuite, à l'aide d'une photolithographie, les fenêtres de diffusions sont définies puis gravées dans le masque. L'échange d'ions proprement dit est ensuite réalisé en plongeant

la plaquette dans le bain de sels fondus. Cette étape terminée, le masque est retiré puis les puces sont découpées et leurs facettes polies ce qui permet de coupler la lumière dans le guide d'ondes ainsi réalisé.

Pour connaître le comportement des guides d'onde ainsi fabriqués, il faut déterminer leur distribution d'indice. Or, comme le montre la relation (2.23), la variation créée par l'échange d'ions est proportionnelle à la concentration normalisée en ions dopants. On peut donc écrire que :

$$n(x, y, z) = n_{sub} + \Delta n_{max} \cdot c(x, y, z) \quad (2.24)$$

où n_{sub} est l'indice du verre originel et Δn_{max} la variation d'indice obtenue lorsque tous les sites disponibles du verre ont été échangés.

L'échange d'ions comporte en fait deux étapes distinctes. Lors de la première, une partie des ions sodium de surface du verre est remplacée par des ions argent. Très rapidement, un équilibre est atteint et la concentration c_s en ions argent à la surface devient constante. La deuxième phase se déroule à l'intérieur du verre : les ions argent diffusent sous l'influence du gradient de concentration.

La concentration en ions argent à la surface est donnée par la relation [48] :

$$c_s = \frac{K \cdot x_{Ag}}{1 + x_{Ag} \cdot (K - 1)} \quad (2.25)$$

où x_{Ag} est la concentration molaire de nitrate d'argent dans le bain de sel fondue et K est la constante de l'équilibre thermodynamique de la réaction.

Quant à la concentration normalisée en ions argent dans le verre, elle suit la loi:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \left[\frac{D_{Ag}}{1 - \alpha c} \cdot \vec{\nabla} c \right] \quad (2.26)$$

où α est le coefficient de Stewart défini par $\alpha = 1 - \frac{D_{Ag}}{D_{Na}}$, D_{Ag} et D_{Na} sont les coefficients de diffusion des ions argent et sodium respectivement. Ces derniers, à cause de l'effet d'alcalin mixte [56], varient avec la concentration des ions présents selon les relations [57] :

$$\begin{cases} D_{Na}(c) = D_{Na1} \exp[A(1 - c^2)] \\ D_{Ag}(c) = D_{Ag1} \exp[Bc^2] \end{cases} \quad (2.27)$$

où D_{Na1} correspond au coefficient de diffusion des ions sodium lorsque le verre est saturé en ions argent ($c=1$) et D_{Ag1} est le coefficient de diffusion des ions argents lorsqu'ils sont en très basse concentration. A et B sont les coefficients d'alcalin mixte.

Connaissant ces quatre coefficients, la constante d'équilibre de la réaction et la variation d'indice maximal, il est possible de simuler l'évolution de la carte d'indice en fonction des paramètres de l'échange d'ions. Un outil de simulation basé sur la relation (2.26) par la méthode de Lax-Wendroff a été développé au laboratoire [48] et permet un tel calcul.

À titre d'exemple, la Figure II-10 montre la carte d'indice d'un échange d'ions réalisé à 330°C avec une concentration molaire en ions argent dans les sels de 20% pour une fenêtre d'ouverture de 2 μm et un temps d'échange de 4 minutes dans le verre IOG1 en utilisant les coefficients de diffusions déterminés par R. Salas-Montiel [58].

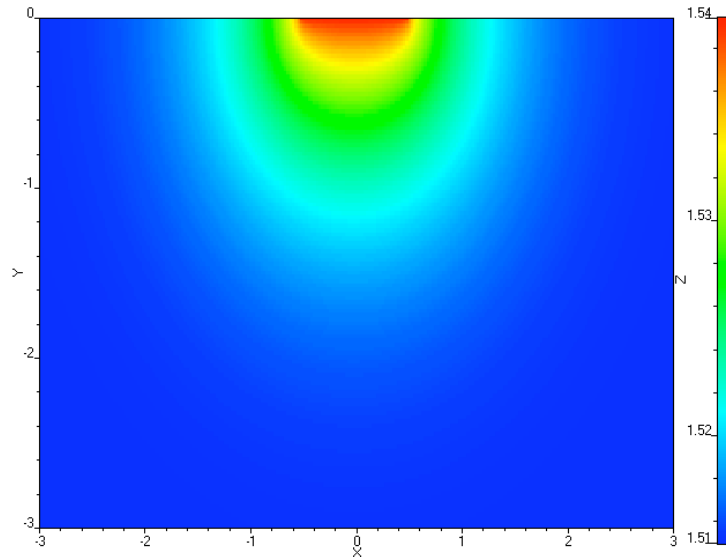


Figure II-10 : Carte d'indice obtenue par simulation d'un échange d'ions de 4 minutes au travers d'une fenêtre de diffusion de 2 μm avec une concentration molaire en ions argent de 20% dans les sels à 330°C en utilisant les coefficients de [58].

II.2.4 Dimensionnement du guide d'ondes amplificateur

Ayant développé dans les parties précédentes les outils nécessaires à la modélisation du guide d'onde amplificateur, l'objectif est désormais le dimensionnement de ce dernier. Cependant, la recette utilisée par R. Salas-Montiel (une température de 330°C pour l'échange d'ions) ne permet d'obtention que de guides bimodes à la longueur d'onde de pompe [58] pour des temps d'échange de 3 minutes. Réduire la durée de cet échange pour obtenir des guides monomodes est technologiquement difficile, c'est pourquoi nous avons décidé de réduire la cinétique du processus d'échange en baissant la température de travail à 320°C. En effet, le point de fusion du nitrate de sodium étant de 307°C, cette température nous assure un bain de sel fondu et nous permettra alors la réalisation de guides monomodes avec un procédé reproductible. L'échange d'ions à 320°C a donc dû être caractérisé afin de déterminer les paramètres physiques nécessaire à nos simulations.

II.2.4.1 Détermination des paramètres de l'échange d'ions

Pour déterminer les coefficients de diffusion et d'alcalin mixte, des guides d'onde planaires sont réalisés avec différentes concentrations molaires en ions argent dans le bain de sel fondu. Six échanges d'ions différents à 320°C sont étudiés, dont les paramètres sont résumés dans le Tableau II-1. Les durées d'échanges sont fixées afin d'obtenir environ 10 modes guidés à $\lambda = 632,8 \text{ nm}$.

| Numéro de l'échantillon | Fraction molaire en ions argent (x_{Ag}) | Durée d'échange |
|-------------------------|--|------------------------|
| 1 | 0,03 | 2 heures et 30 minutes |
| 2 | 0,2 | 1 heure |
| 3 | 0,4 | 31 minutes |
| 4 | 0,6 | 15 minutes |
| 5 | 0,8 | 8 minutes |
| 6 | 1 | 6 minutes |

Tableau II-1 : Échanges d'ions réalisés pour déterminer les coefficients de diffusion

Nous avons mesuré les indices effectifs des modes guidés des guides plans ainsi réalisés en utilisant la méthode des m-lines [59] avec une source à $\lambda = 632,8$ nm. Puis, le profil d'indice des guides planaires est calculé en utilisant la méthode « WKB-inverse » [60]. En effet, cette méthode permet de déterminer la profondeur du point tournant correspondant à l'indice effectif de chaque mode. De plus, elle permet de calculer l'indice de réfraction à la surface du verre. Les profils d'indice obtenus avec cette méthode sont reportés sur la Figure II-11 pour les 6 échanges d'ions réalisés.

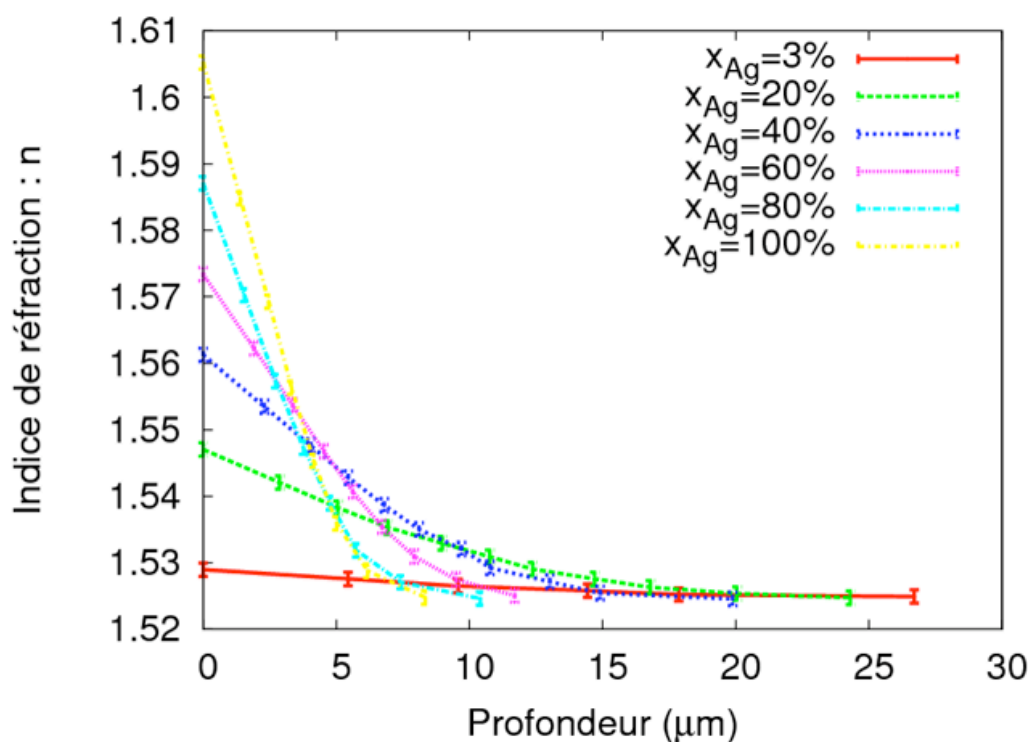


Figure II-11 Profil d'indice obtenu avec la méthode « WKB-inverse » pour les 6 échantillons.

Nous avons extrait de ces courbes l'évolution de l'indice de réfraction à la surface du verre en fonction de la concentration molaire des ions argent présents dans le bain de sel fondu. Ces résultats sont reportés sur la Figure II-12 appelée « courbe de saturation ».

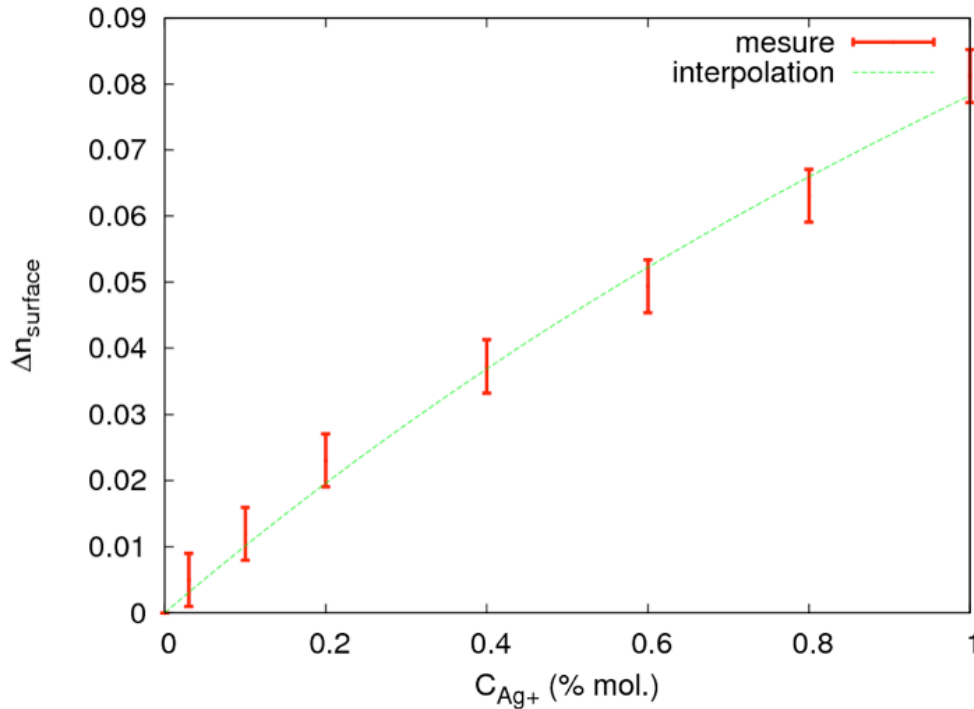


Figure II-12 : Courbe de saturation du verre IOG1 pour un échange d’ions argent/sodium à 320°C.

Selon la Figure II-12, la variation d’indice maximale à la surface du verre IOG1 à 320°C est obtenue pour une concentration molaire en ions argent de 100%. Celle-ci vaut alors $\Delta n_{max} = 0,078 \pm 0,005$. De plus, cette courbe permet de mesurer la constante de la réaction chimique $K = 1,33 \pm 0,15$, en l’interpolant avec l’équation (2.25).

D’après les équations (2.26) et (2.27), à faible concentration d’argent, seul D_{AgI} influe sur la diffusion. La courbe obtenue avec une concentration de 3% molaire (cf Figure II-11) est donc utilisée pour déterminer ce coefficient de façon indépendante. Les coefficients D_{NaI} et B sont calculés en utilisant la courbe obtenue avec un bain d’ $AgNO_3$ pur. Finalement, les autres courbes ont permis de déterminer le coefficient A tout en affinant les valeurs des autres coefficients grâce à une méthode Monte-Carlo. Les résultats obtenus sont présentés dans le Tableau II-2.

| Coefficient | Valeur |
|-------------|-------------------------------|
| D_{NaI} | $(1,46 \pm 0,45) \mu m^2/min$ |
| D_{AgI} | $(0,64 \pm 0,3) \mu m^2/min$ |
| A | $0,3 \pm 0,06$ |
| B | $3,1 \pm 0,6$ |

Tableau II-2 : Valeurs des coefficients de diffusion à 320°C dans le verre IOG1 déterminés grâce à une méthode Monte-Carlo.

II.2.4.2 Dimensionnement du guide d’ondes

Le guide d’onde devant être dimensionné est représenté sur la Figure II-13.

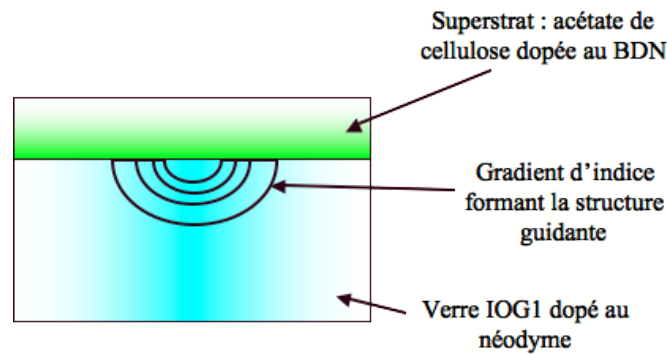


Figure II-13 : Schéma du guide d'onde à dimensionner.

Il est constitué d'un cœur réalisé par échange d'ions dans le verre IOG1 à 320°C. Sur les guides plans réalisés dans des bains d'AgNO₃, des précipités d'argent ont été observés quand la concentration en AgNO₃ excédait 20% molaire. Pour cette raison, nous nous sommes limités à cette concentration. La variation maximale d'indice à la surface du verre ainsi obtenue est de : $\Delta n_{max} = 0,022 \pm 0,005$. Le verre est ensuite recouvert d'une couche d'acétate de cellulose pouvant être dopée par du BDN et que l'on considèrera comme infinie car son épaisseur excède 100 μm . L'indice de réfraction de ce superstrat à $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ vaut $n_{sup} = 1,48$ et sera considéré constant sur notre domaine d'étude.

Pour rappel, l'objectif est de réaliser un guide d'onde monomode aux longueurs d'onde de pompe et de signal, présentant le meilleur recouvrement possible entre les modes de pompe et de signal ainsi qu'une bonne efficacité de couplage avec les fibres optiques. Pour cela, nous étudions le comportement des guides d'ondes pour différents temps d'échanges et différentes fenêtres d'ouvertures aux longueurs d'ondes de pompe et signal du laser envisagé, $\lambda_p = 800 \text{ nm}$ et $\lambda_s = 1054 \text{ nm}$ respectivement. Les guides d'onde étudiés ici sont réalisés en deux étapes :

-l'échange d'ions Ag⁺/Na⁺ permettant de réaliser un changement d'indice local pour guider la lumière.

-l'arrêt de la réaction d'échange d'ions en plongeant la plaquette dans un bain de nitrates de sodium pur à 320°C, ce qui permet d'éviter qu'en refroidissant, des ions argent précipitent à la surface de l'échantillon. L'impact de cette trempe doit être négligeable sur le comportement des guides d'onde réalisés.

La Figure II-14 présente les résultats obtenus à $\lambda_p = 800 \text{ nm}$ (a) et $\lambda_s = 1053 \text{ nm}$ (b) pour cette étude systématique. La Figure II-15 représente la superposition des Figure II-14 (a) et (b).

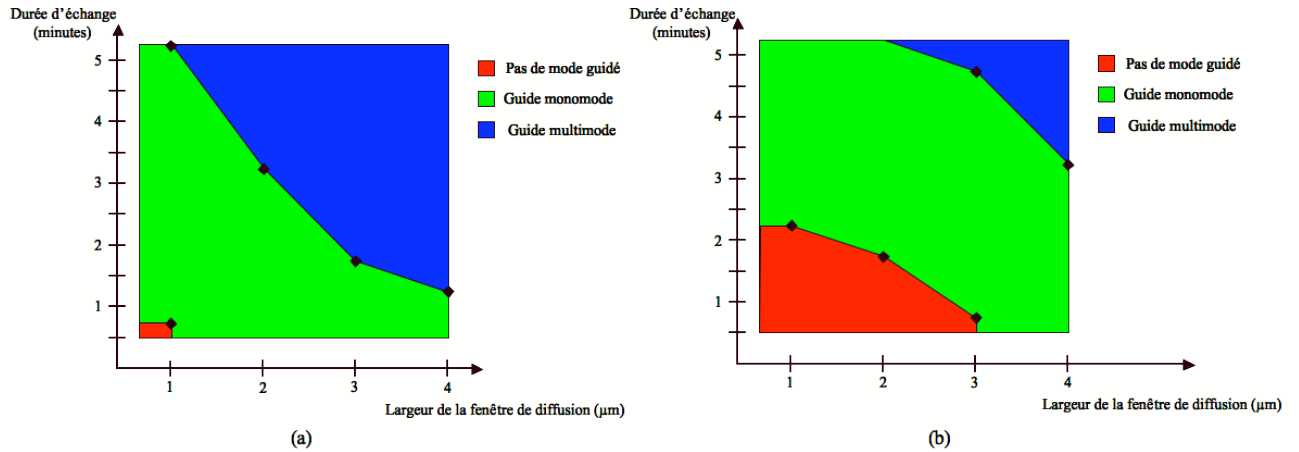


Figure II-14 : Modicité du guide d'ondes en fonction de la fenêtre d'ouverture et du temps pour un échange d'ions Ag^+/Na^+ à $320^\circ C$ à λ_p (a) et à λ_s (b).

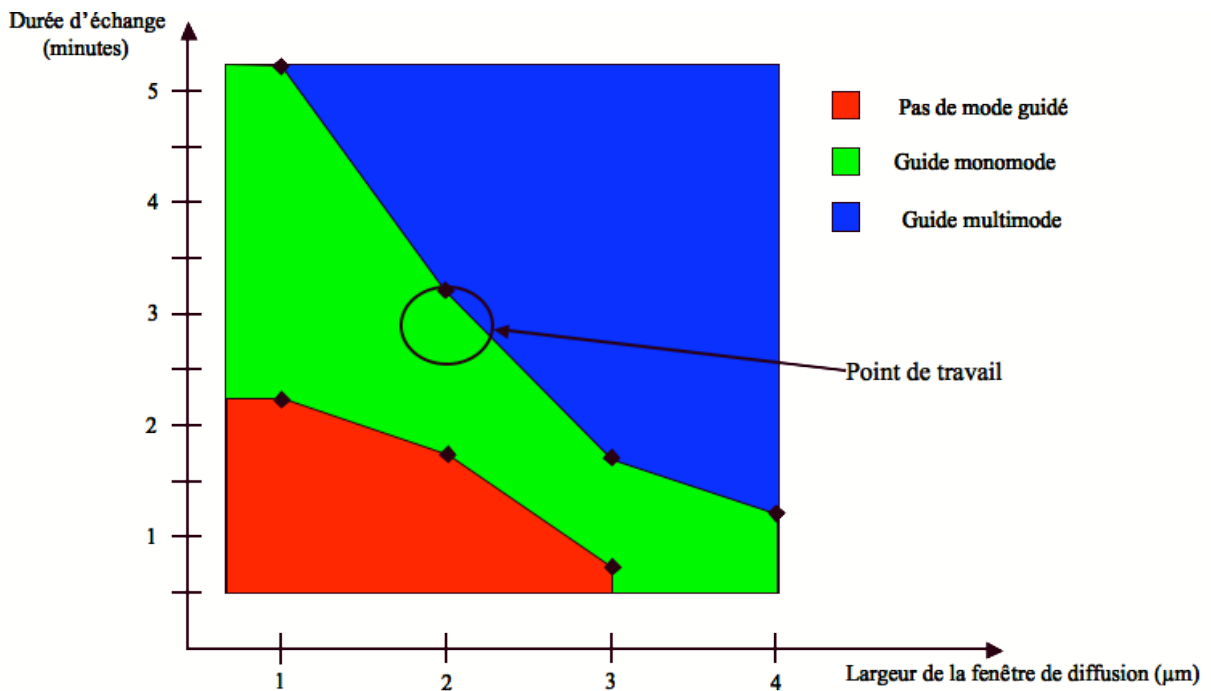


Figure II-15 : Recouvrement des deux zones monomodes aux longueurs d'ondes de pompe et signal.

Afin d'obtenir un guide d'onde monomode aux longueurs d'onde de pompe et de signal, il est nécessaire de se placer dans la zone verte de la Figure II-15. En conséquence, nous avons choisi de réaliser un échange d'ions de 3 minutes pour une fenêtre de diffusion de 2 μm. Ces paramètres permettent de plus d'obtenir des résultats reproductibles. En effet, la précision de la lithographie utilisée au laboratoire étant de 0,1 μm, une erreur de moins de 5% est assurée sur ce paramètre et un de temps de 3 minutes d'échange d'ions est reproductible avec une erreur de 10 secondes (soit moins de 6%).

Pour cette durée d'échange, les pertes de couplage sont calculées numériquement entre le guide d'onde et une fibre optique monomode HI1060. Celles-ci dépendent de la forme des champs à travers la formule :

$$P_c = 10 \log \left[\frac{\left| \iint \psi_{\text{guide}} \psi_{\text{fibre}}^* ds \right|^2}{\iint |\psi_{\text{guide}}|^2 ds \cdot \iint |\psi_{\text{fibre}}|^2 ds} \right] \quad (2.28)$$

où ψ_{guide} et ψ_{fibre} représentent respectivement les amplitudes des champs du guide d'onde et de la fibre optique.

À la longueur d'onde de 1053 nm, les pertes de couplage sont de 0,54 dB, ce qui est faible et traduit une bonne adaptation des tailles modales.

Nous avons vérifié l'impact de la trempe dans le bain de NaNO_3 pur en regardant son influence sur la modicité et le couplage. Pour des temps de trempe allant jusqu'à 1 minute, les guides d'onde restent monomodes aux longueurs d'onde de travail et les pertes de couplage restent relativement constantes (cf Figure II-16) ce qui confirme le faible impact de cette étape sur le guidage.

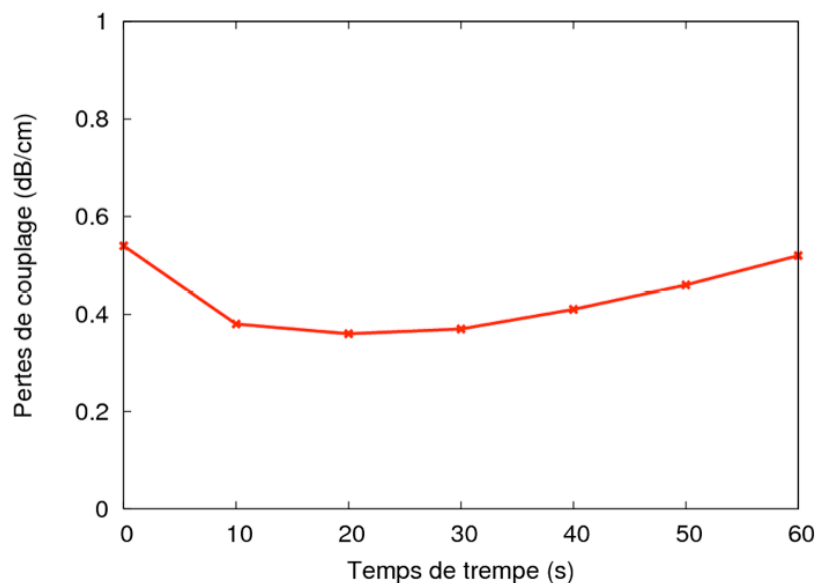


Figure II-16 : Coefficient de couplage entre le guide d'ondes réalisé et une fibre optique HI1060 en fonction de la durée de la rediffusion thermique.

Selon ces résultats, le temps de trempe estimé optimal et choisi est de l'ordre de 20 secondes car les pertes de couplage sont minimales à ce point. Les champs aux longueurs d'onde de pompe et de signal pour ces paramètres sont calculés et les résultats obtenus sont présentés sur la Figure II-17. Aux 2 longueurs d'onde, les modes sont bien confinés et que leurs dimensions sont relativement proches. En effet, leur recouvrement en intensité dépasse les 90% ce qui permet d'envisager un fonctionnement efficace de l'amplificateur optique.

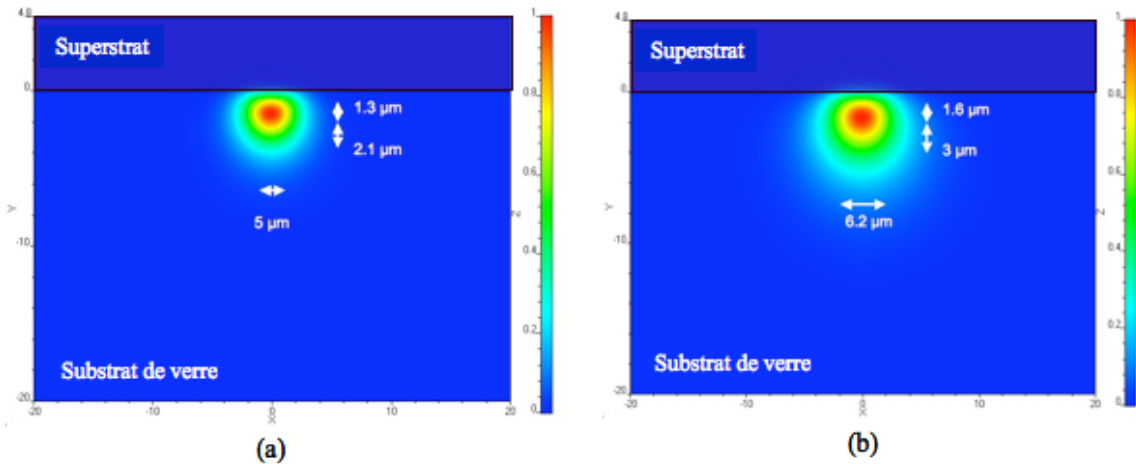


Figure II-17 : Champs théoriques propagés à la longueur d'onde de pompe (a) et de signal (b) dans le guide d'onde optimisé.

II.2.4.3 Calcul du gain théorique

Connaissant les modes guidés de la structure fabriquée, nous avons appliqué l'algorithme de calcul du gain modal vu dans la partie II.2.3.2 afin de connaître le gain théorique du guide d'ondes amplificateur. Comme les substrats utilisés pour la réalisation des guides d'ondes ne mesurent que 6 cm de diamètre, les guides auront une longueur maximale de 4 cm étant donné qu'ils sont réalisés dans un carré inclus dans le substrat circulaire. De plus, la source permettant le pompage de nos lasers émet une puissance maximale de 700 mW. Selon ces deux limitations, nous avons calculé le gain petit signal ($P_s(0) = 1$ nW) en fonction de la puissance de pompe pour des guides d'ondes dont la longueur varie de 1 cm à 4 cm (cf Figure II-18) et le gain en fonction de la longueur de l'échantillon pour une puissance de pompe allant de 100 mW à 700 mW (cf Figure II-19).

Comme le montre la Figure II-18, le gain du guide d'onde amplificateur est d'abord croissant en fonction de la puissance de pompe puis sature lorsque tout le matériau est inversé. Pour une longueur de 1 cm, une puissance de pompe de 200 mW est suffisante pour atteindre le gain maximum, alors que pour une longueur de 4 cm, une puissance de 500 mW est nécessaire. Ainsi, avec une puissance de pompe inférieure à 700 mW, on est capable de saturer le gain de l'amplificateur tant que sa longueur reste inférieure à 4 cm. En effet, cela se vérifie très bien en observant le gain en fonction de la longueur du guide pour différentes puissances de pompe sur la Figure II-19. Une puissance de pompe d'au moins 500 mW entraîne une variation linéaire du gain en fonction de la longueur de l'amplificateur qui est bien la conséquence d'une saturation de la transition sur toute la longueur de l'échantillon. La valeur du gain maximal est alors de 39,3 dB pour un guide de 4 cm de long ce qui est largement suffisant pour envisager la réalisation d'un laser.

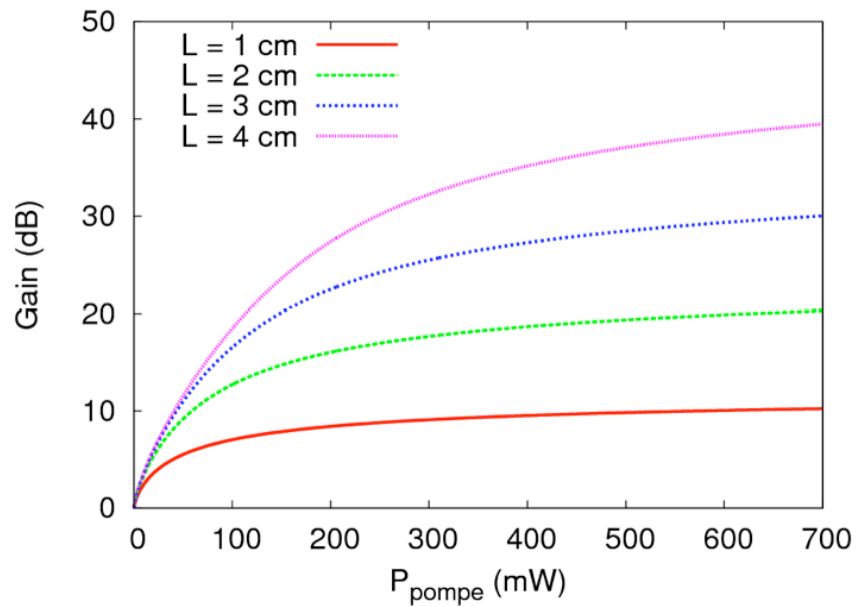


Figure II-18 : Gain du guide d'onde amplificateur en fonction de la puissance de pompe pour différentes longueurs.

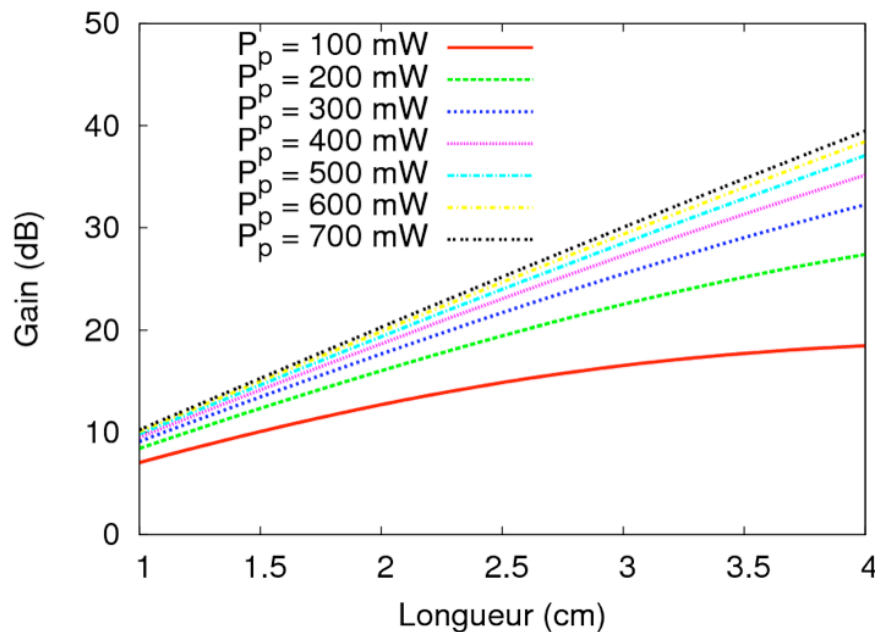


Figure II-19 : Gain du guide d'onde amplificateur en fonction de sa longueur pour différentes puissances de pompe.

II.3 Dimensionnement d'un laser guidé continu

Cette partie est dédiée à l'étude et au dimensionnement du laser continu. Dans un premier temps les différentes façons de réaliser une cavité laser en optique intégrée sur verre sont passées en revue, puis nous nous concentrons sur la cavité Fabry-Perot qui est modélisée et finalement dimensionnée pour notre étude.

II.3.1 Différents types de cavités

En optique intégrée, il existe trois principaux types de cavités résonnantes permettant la réalisation d'un laser : le Fabry-Perot (Figure II-20 (a)), le DFB (Distributed FeedBack) (Figure II-20 (b)) et l'anneau (Figure II-20 (c)).

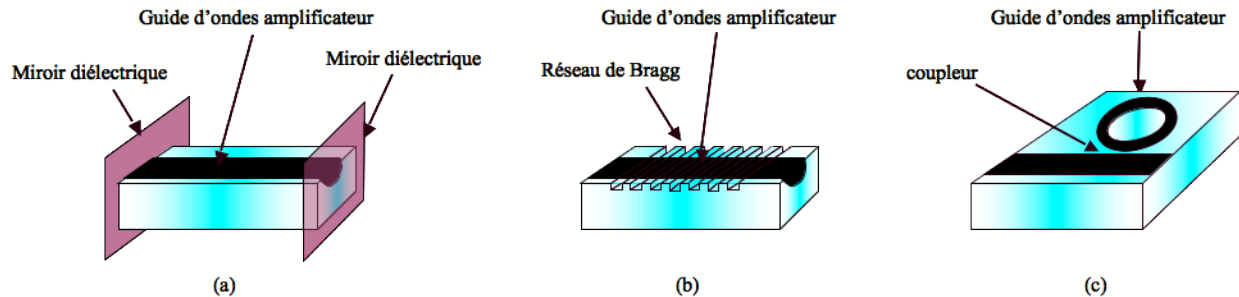


Figure II-20 : Schéma représentant la cavité Fabry-Perot (a), le DFB (b) et l'anneau (c).

-La cavité Fabry-Perot est fermée par deux miroirs diélectriques réfléchissant à la longueur d'ondes du signal. Le laser utilisant ce type de cavité est relativement simple à réaliser en optique intégrée car il suffit de coller les deux miroirs à chaque extrémité du guide d'onde amplificateur comme il l'a été fait par R. Salas-Montiel [58] et J-M. Jouanno [51]. Cependant, il est tout de même difficile de polir les facettes à 90° par rapport au guide d'onde afin de ne pas introduire de pertes à cause de l'angle de réflexion [51].

Ce laser émet alors un spectre assez large qui dépend surtout de la largeur du spectre d'émission du matériau amplificateur car généralement, les miroirs utilisés sont réfléchissants sur une grande plage de longueur d'onde. Ce type de dispositif peut émettre de fortes puissances, ce qui peut être très intéressant pour notre objectif. Cependant, le miroir de sortie empêche un couplage direct avec les fibres optiques.

-Le DFB est constitué par un réseau de Bragg gravé à la surface du guide d'onde amplificateur et donc en interaction avec la partie évanescente du mode guidé. Ainsi, chaque pas du réseau va induire une faible rétroaction qui, lorsque le réseau est assez grand, forme un laser DFB. Ce type de dispositif a déjà été réalisé au laboratoire par L. Bastard [61] et S. Blaize [62] permettant la fabrication d'un laser émettant à $\lambda = 1550$ nm. Pour un tel dispositif, le pas du réseau était d'environ 500 nm. Ainsi, pour réfléchir à $\lambda = 1053$ nm, le pas d'un tel réseau devrait être d'environ 330 nm. Il serait donc nécessaire de développer les procédés technologiques permettant sa réalisation. L'intérêt de ce type de dispositif est l'émission d'un spectre très étroit. Cependant, le réseau induit des pertes par diffraction à la longueur d'onde de pompe et donc le gain en est diminué. La puissance émise par les lasers DFB est relativement faible comparée à celle qui peut être émise par un laser Fabry-Perot. L'absence de miroir de sortie permet néanmoins un couplage direct du signal avec une fibre optique.

-Le laser en anneau est constitué d'un guide droit couplé à un anneau servant de cavité résonante. Ainsi, la pompe injectée dans le guide d'onde est couplée dans l'anneau tandis qu'une partie du signal généré dans l'anneau est découplé dans le guide d'onde. La principale difficulté pour la réalisation de ce type de dispositif réside dans la conception et la réalisation du coupleur. En effet, celui-ci doit fonctionner pour deux longueurs d'ondes malgré les tolérances technologiques de réalisation. Néanmoins, ce type de cavité est intéressant pour atteindre nos objectifs car il permet une émission de forte puissance et un couplage direct du signal en sortie avec une fibre optique.

II.3.2 Modélisation de la cavité Fabry-Perot

Nous avons choisi de commencer par étudier le laser Fabry-Perot. La théorie de cette structure est développée ci-dessous puis nous modéliserons son comportement.

II.3.2.1 Théorie sur le laser Fabry-Perot

Le laser est un oscillateur optique qui peut être comparé à un oscillateur électronique. Cette équivalence est schématiquement représentée sur la Figure II-21. Le milieu amplificateur pompé correspond à l'amplificateur auquel est appliquée une tension V_{cc} , et les miroirs servent de contre-réaction de la même manière que la rétroaction électronique.

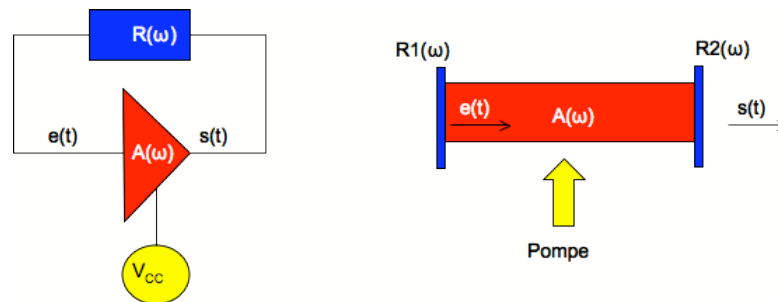


Figure II-21 : Représentation schématique de l'oscillateur électronique (a) en comparaison avec l'oscillateur optique (b), en rouge l'amplificateur, en jaune la source d'énergie et en bleu la contre-réaction.

Afin d'obtenir une oscillation du système, il est nécessaire d'avoir un gain d'amplification égal aux pertes introduites par la rétroaction, ce qui donne la condition d'oscillation du laser :

$$A(\omega) \cdot R(\omega) = 1 \quad (2.29)$$

où $A(\omega)$ est le gain du milieu amplificateur sur un aller-retour dans la cavité et $\alpha_r(\omega) = \frac{1}{R(\omega)}$

représente les pertes de la cavité sur un aller-retour dues à la propagation et à la rétroaction. Or, $\alpha_r(\omega)$ est un nombre complexe et peut donc s'écrire sous la forme : $\alpha_r(\omega) = |\alpha_r(\omega)| \cdot e^{i\varphi(\omega)}$.

Dans le cas d'une cavité résonnante Fabry-Perot, le coefficient $|\alpha_r(\omega)|$ est dû à la fois aux coefficients de réflexion des miroirs d'entrée et de sortie, respectivement R_1 et R_2 ainsi qu'aux pertes par

propagation définies par le coefficient d'atténuation α (m^{-1}). Le module de la rétroaction peut alors s'écrire sous la forme :

$$|\alpha_r(\omega)| = R_1(\omega) \cdot R_2(\omega) \cdot e^{-2\alpha L} \quad (2.30)$$

où L est la longueur de la cavité.

Le coefficient $\varphi(\omega)$ correspond au déphasage sur un aller-retour dans la cavité laser et s'écrit :

$$\varphi(\omega) = 2L \cdot nk_0 = 2L \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda} n \right) \quad (2.31)$$

où L est la longueur de la cavité, n l'indice de réfraction du milieu et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Les deux conditions d'oscillation pour une cavité Fabry-Perot sont donc obtenues :

$$\begin{cases} A(\omega) = R_1(\omega)R_2(\omega) \cdot e^{-2\alpha L} \\ 2L \cdot \left(\frac{n\omega}{c} \right) = 2m\pi \end{cases} \quad (2.32)$$

où $m \in \mathbb{N}$ et $A(\omega)$ est le gain sur un aller-retour.

La première relation indique que pour avoir une puissance émise constante, les pertes doivent être exactement compensées par le gain. La seconde traduit le fait que l'onde guidée dans la cavité doit interférer constructivement avec l'onde réfléchiée pour exister. Les fréquences que vérifient cette condition sont appelées modes longitudinaux de la cavité. L'intervalle fréquentiel entre deux modes est appelé intervalle spectral libre (ISL) et vaut : $ISL = \frac{c}{2nL}$.

Lors de la mise en route du laser Fabry-Perot, il n'y a pas de signal donc le gain de l'amplificateur est égal au gain petit signal A_0 . Lorsque la puissance du signal augmente, elle sature le gain du milieu amplificateur qui finit par être clampé sur les pertes de la cavité en régime permanent. L'évolution du gain en fonction de la puissance est représentée sur la Figure II-22.

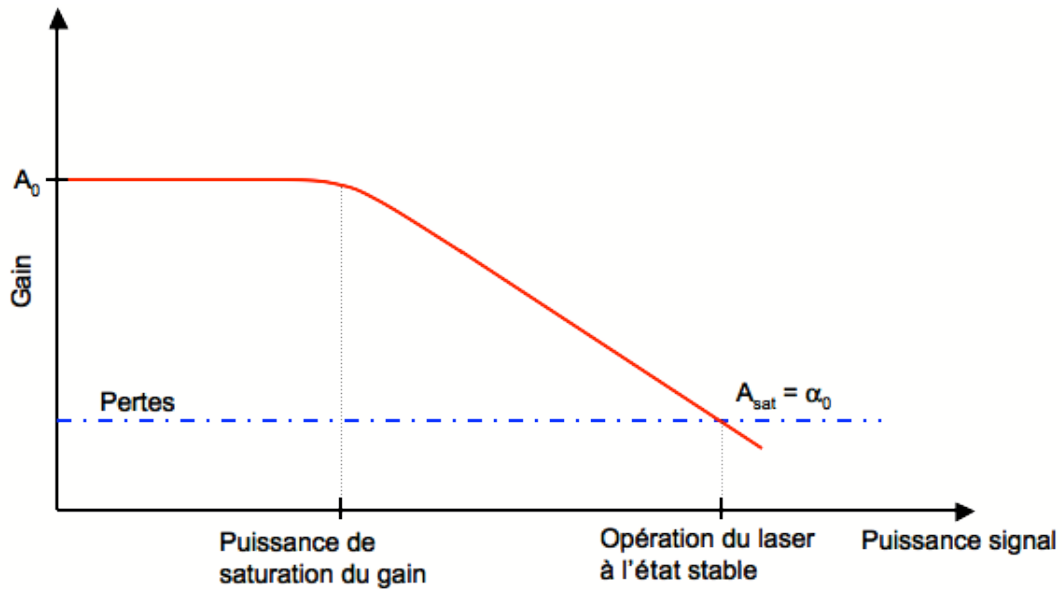


Figure II-22 : Schéma représentant l'évolution du gain de l'amplificateur en fonction de la puissance du signal et montrant le point de l'état stable du laser.

Sachant que le gain saturé est fixé, si la loi qui relie le gain à la puissance de signal dans la cavité est connue, la puissance optique présente dans la cavité peut se déduire de A_{sat} et de là, de façon évidente, la puissance émise par le laser. Cependant, en travaillant en optique guidée, la relation entre le gain et la puissance de signal n'est pas triviale. Nous avons donc développé un outil numérique (codé en C++) pour la déterminer. Le raisonnement suivi est expliqué schématiquement sur la Figure II-23. La cavité est discrétisée en N pas de longueur Δz et à chaque pas, le point suivant est calculé à partir des relations du gain et de l'absorption modale suivantes :

$$\begin{cases} \frac{dP_p(z)}{dz} = P_p(z)\alpha_p(z) \\ \frac{dP_{s+}(z)}{dz} = P_{s+}(z)g_s(z) \\ \frac{dP_{s-}(z)}{dz} = P_{s-}(z)g_s(z) \end{cases} \quad (2.33)$$

où P_p est la puissance de pompe ($\lambda_p = 0,8 \mu\text{m}$), P_{s+} et P_{s-} sont respectivement les puissances de signal ($\lambda_s = 0,8 \mu\text{m}$) se propageant vers les z croissants et décroissants et α_p et g_s sont les coefficients d'absorption et de gain modaux tels que nous les avons définis au paragraphe II.2.3.2 de ce chapitre.

La résolution du système (2.33) est plus délicate que celle que nous avons faite pour l'amplificateur optique guidé dans la partie II.2.3.2. En effet, dans le cas d'un laser, il ne s'agit plus de résoudre un système aux conditions initiales qui, connaissant $P_p(0)$ et $P_s(0)$, permet de déterminer $P_p(z_N)$ et $P_s(z_N)$; mais de résoudre un système physique dont le fonctionnement est régi par les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} P_p(0) = P_{pompe} \\ P_{s+}(0) = R1 \cdot P_{s-}(0) \\ P_{s-}(z_N) = R2 \cdot P_{s+}(z_N) \end{cases} \quad (2.34)$$

Afin de déterminer les puissances de pompe et de signal dans la cavité Fabry-Perot, nous avons utilisé la méthode de relaxation avec deux points de conditions aux limites proposée dans [63], en utilisant la méthode multidimensionnelle de Newton dont la méthode numérique utilisée est inspirée des travaux de P.P. Eggleton [64].

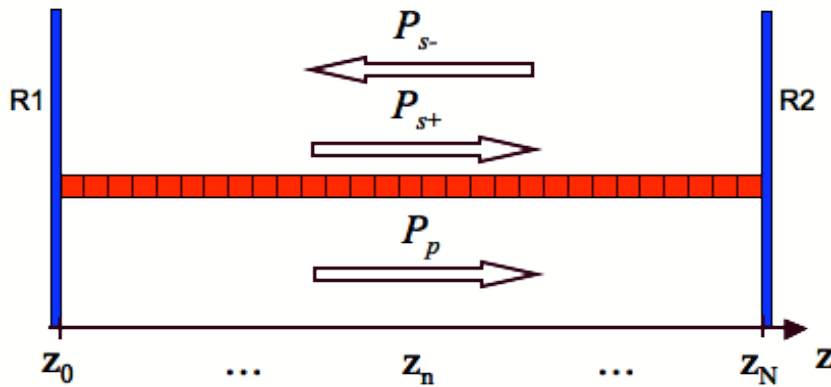


Figure II-23 : Schéma représentant la découpe de la cavité Fabry-Perot utilisée pour les simulations du laser continu

La Figure II-24 montre à titre d'exemple le résultat que nous avons obtenu pour l'évolution des puissances interne d'un laser Fabry-Perot de 4 cm fermé avec un miroir à 100% de réflexion en entrée et à 80% de réflexion en sortie pour une puissance de pompe de 700 mW.

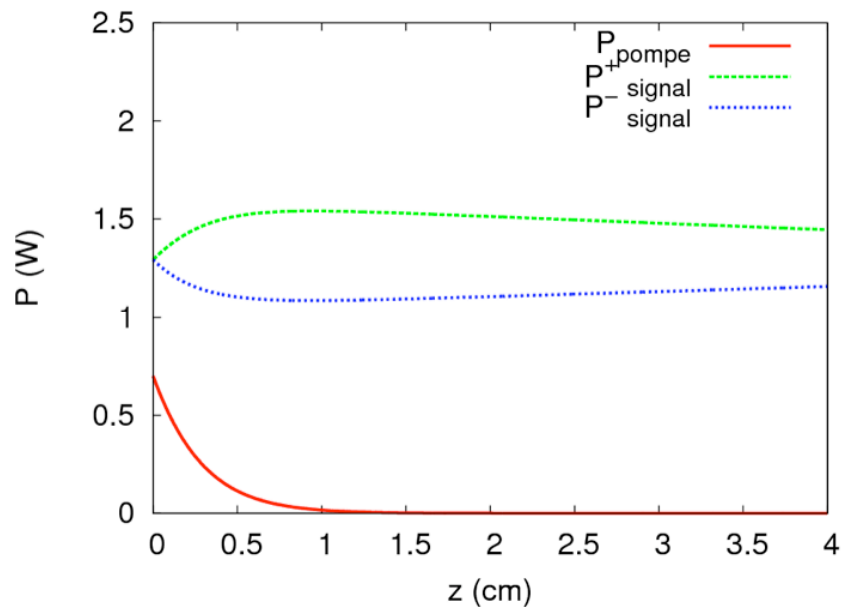


Figure II-24 : Puissances internes d'un laser Fabry-Perot de 4 cm fermé avec un miroir à 100% de réflexion en entrée et à 80% de réflexion en sortie pour une puissance de pompe de 700 mW.

On remarque que les puissances P^+ et P^- ne sont pas constantes dans la cavité en raison du gradient de pompage. Néanmoins, cette observation doit être pondérée par le fait que la somme de ces deux puissances est constante dans la cavité, ce qui est cohérent car les pertes distribuées de celle-ci (i.e. les pertes de propagation) sont constantes. Il en résulte que globalement la densité locale de photon qui sature le gain est constante.

II.3.2.2 Dimensionnement du miroir de sortie

Connaissant la puissance de pompe disponible pour le pompage du laser et considérant une cavité de 4 cm de long, nous pouvons calculer la configuration optimale de la cavité Fabry-Perot pour notre système. Comme on souhaite recueillir toute la puissance de sortie du laser d'un seul côté, le miroir 1, considéré comme le miroir d'entrée, aura une réflectivité de 100%. En utilisant ces paramètres dans notre outil de simulation, nous avons tracé la puissance de sortie du laser en fonction de la réflectivité du miroir de sortie pour différentes puissances de pompe en considérant un guide d'onde amplificateur avec des pertes de propagation faibles, égales à 0,1 dB/cm sur la Figure II-25.

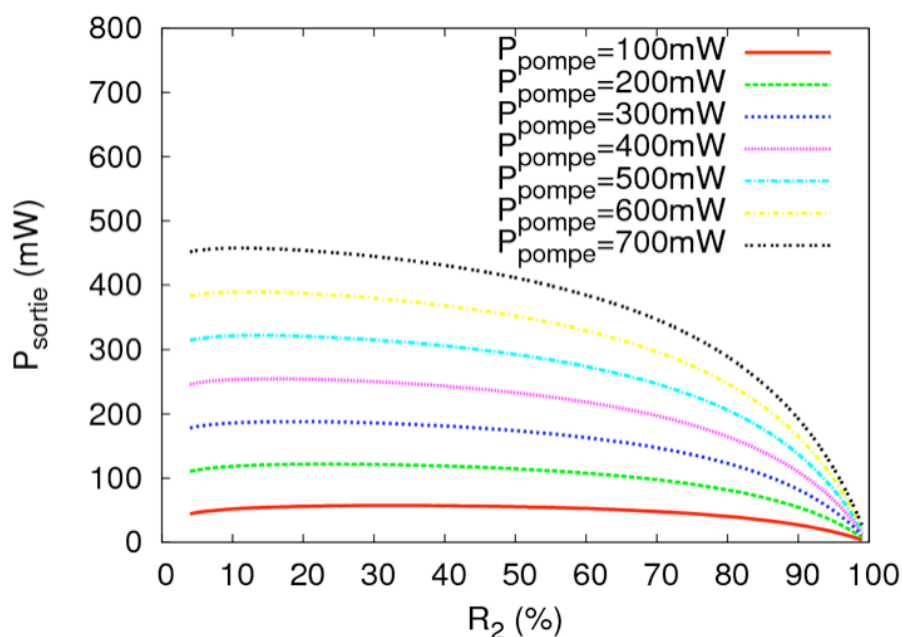


Figure II-25 : Puissance de sortie du laser continu en fonction de la réflectivité du miroir de sortie pour différentes puissances de pompes pour un guide d'onde amplificateur à faible pertes de propagation (0,1 dB/cm)

Les résultats montrent que pour des puissances de pompe supérieures à 300 mW, il existe un optimum d'émission faiblement marqué du laser pour une réflectivité faible du miroir de sortie. En particulier, pour une réflectivité de 4%, la puissance de sortie du laser est relativement proche de l'optimum (situé à 16%), ce qui est très intéressant pour notre étude. En effet, un miroir à 4% de réflexion correspond à la réflexion de Fresnel créée par l'interface verre/air étant donné l'indice du verre $n=1,51$. Travailler dans cette configuration signifie retirer le miroir de sortie et utiliser

uniquement la réflexion de Fresnel. Un couplage direct du laser avec une fibre optique est alors possible sans avoir à dimensionner d'anneau ou à réaliser de réseau de Bragg, ce qui était un de nos objectifs principaux.

II.3.2.3 Influence des pertes par propagation

Nous venons de voir que la configuration de la cavité Fabry-Perot : 100%-4% fonctionnait très bien avec de faibles pertes de propagation, ce qui n'est pas exactement notre cas. Une étude théorique du laser continu a donc été réalisée dans cette configuration en fonction des pertes par propagations. Nous avons restreint notre champ d'étude en utilisant des pertes par propagations maximales de 1,2 dB/cm, ce qui correspond aux pertes obtenues pour le même type de dispositif dans l'état de l'art [58]. La puissance de sortie du laser est ainsi calculée en fonction de la puissance de pompe pour différentes pertes par propagation allant de 0 dB/cm à 1,2 dB/cm (cf Figure II-26).

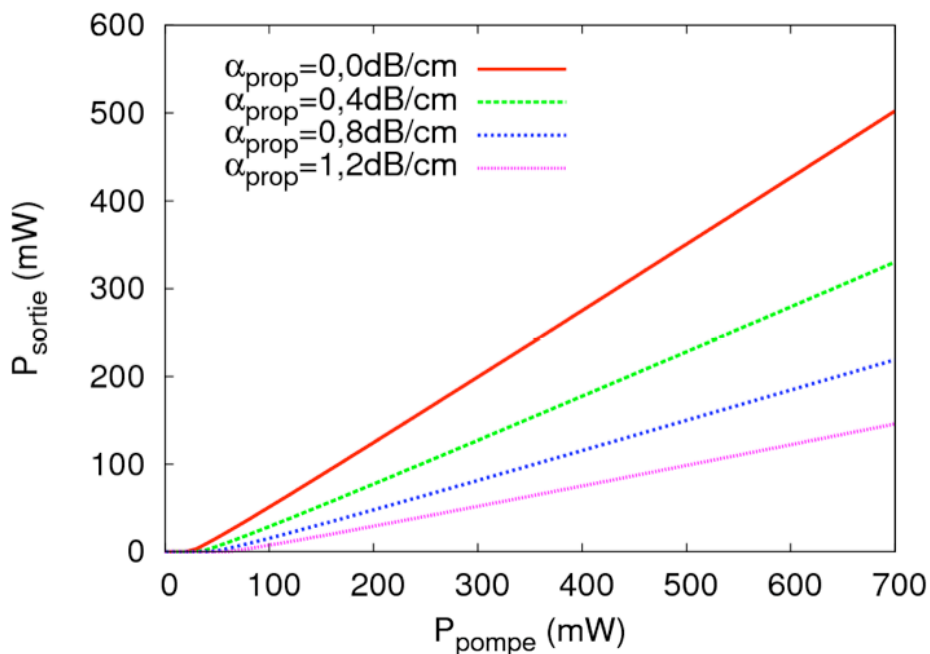


Figure II-26 : Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe pour différentes pertes par propagation.

La Figure II-26 montre que malgré des pertes de propagation relativement élevées (1,2 dB/cm), le laser guidé peut fonctionner en configuration Fabry-Perot 100% - 4%. Néanmoins, l'augmentation de la puissance de seuil de 30 mW à 70 mW et la diminution de la puissance émise d'un facteur 3,5 montre que celle-ci n'est plus optimale. En conclusion, le prix à payer pour s'affranchir de miroir de sortie sans avoir à réaliser des structures complexes est de maintenir les pertes de propagation à un niveau le plus faible possible.

II.4 Laser Q-switch passif

Après avoir dimensionné le laser continu étudié dans ce travail, nous allons nous intéresser dans cette partie au laser impulsif Q-switch. Nous présentons dans un premier temps une théorie analytique de ce type de laser, puis le fonctionnement de notre absorbant saturable : le Bis(4-Diméthylaminodithiobenzil)Nickel (BDN) dans une matrice d'acétate de cellulose (AC), avant de dimensionner ce dernier pour atteindre nos objectifs en terme de puissance crête.

II.4.1 Principe du Q-switch passif

Afin de réaliser un laser Q-switch passif, il faut ajouter un absorbant saturable à l'intérieur de la cavité laser. Ce modulateur a pour conséquence de faire varier le facteur de qualité de la cavité en modifiant le coefficient de perte sur un aller-retour (A_r) de l'état *off* (A_{off}), où les pertes sont élevées à l'état *on* (A_{on}) où les pertes sont faibles. Pour étudier analytiquement le comportement de ce type de laser, nous considérons dans cette partie un absorbant saturable parfait, c'est à dire que le temps de passage de A_{off} à A_{on} est nul. La variation du coefficient de gain sur un aller-retour ($\Gamma(t)$) peut alors être représenté en fonction du temps et des pertes de la cavité comme le montre la Figure II-27.

Au démarrage de la pompe, l'absorbant saturable est à l'état « absorbant » (A_{off}), il n'y a donc pas encore un flux de photons important dans la cavité. Le gain croît jusqu'au temps t_i où il égale les pertes. L'émission stimulée qui démarre, entraîne la saturation de l'absorbant saturable, d'où une forte augmentation du flux de photons (ϕ_s) dans la cavité. Celui-ci sature alors le gain qui passe de Γ_i à Γ_f entre t_i et t_f et devient plus faible que les pertes de la cavité (A_{on}), stoppant ainsi l'émission stimulée. L'absorbant saturable étant revenu à son état initial, le phénomène peut se reproduire de façon périodique. Ainsi, le laser émet toute l'énergie stockée dans sa cavité durant un intervalle de temps bref ($t_f - t_i$).

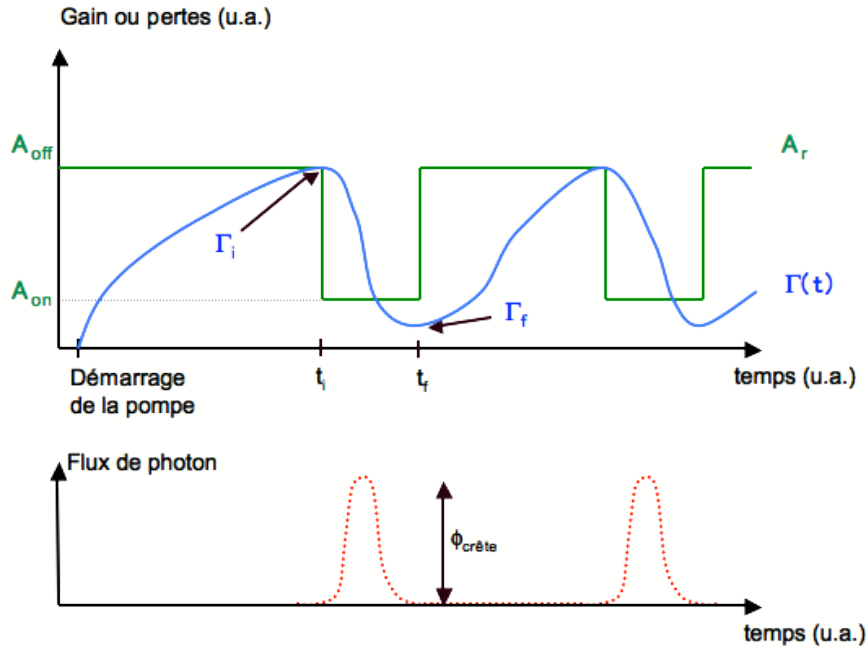


Figure II-27 : Schéma représentant la variation du gain en fonction du temps dans un laser Q-switch.

Pendant l'émission de l'impulsion, l'évolution du flux de photon intra-cavité en fonction du temps de s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = -\frac{\phi(t)}{\tau_p} + \phi(t) \cdot \gamma(t) \frac{V}{2L} \quad (2.35)$$

où d est la longueur de la cavité, V est la vitesse de la lumière dans le milieu considéré et τ_p est le temps de vie des photons dans la cavité laser. Ce dernier dépend des pertes sur un aller-retour est

$$\text{s'écrit : } \tau_p = \frac{1}{A_r \cdot \frac{V}{2L}}.$$

L'équation (2.35) devient alors :

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \phi(t) \cdot \frac{V}{2L} \cdot (\Gamma(t) - A_r) = \phi(t) \cdot \frac{A_r V}{2L} \cdot \left(\frac{\Gamma(t)}{A_r} - 1 \right) \quad (2.36)$$

De plus, en considérant un milieu à 4 niveaux d'énergie et en négligeant la pompe, on peut décrire le gain en fonction du temps de la façon suivante :

$$\frac{d\Gamma(t)}{dt} = 2L \cdot \sigma_{em} \cdot \frac{dN_2(t)}{dt} = -\frac{\Gamma(t)}{t_{sp}} - \phi(t) \sigma_{em} \Gamma(t) \quad (2.37)$$

où σ_{em} est la section efficace d'émission du milieu, $N_2(t)$ est la densité de population du niveau métastable et t_{sp} est la durée de vie du niveau métastable. En considérant des impulsions très courtes devant la durée de vie du niveau métastable, l'équation (2.37) devient :

$$\frac{d\Gamma(t)}{dt} = -\phi(t) \sigma_{em} \Gamma(t) \quad (2.38)$$

Les équations (2.36) et (2.38) se regroupent alors de la façon suivante :

$$\frac{d\phi(t)}{d\Gamma(t)} \approx -\frac{V}{2L\sigma_{em}} \frac{A_r}{\Gamma(t)} \left(\frac{\Gamma(t)}{A_r} - 1 \right) = \frac{V}{2L\sigma_{em}} \left(\frac{A_r}{\Gamma(t)} - 1 \right) \quad (2.39)$$

En intégrant cette équation différentielle, on obtient :

$$\phi(t) = \frac{V}{2L\sigma_{em}} \left[A_r \ln(\Gamma(t)) - \Gamma(t) \right] + C \quad (2.40)$$

où C est une constante d'intégration.

Sachant qu'à $t=t_i$, $\phi(t)=0$ et $\gamma(t)=\gamma_i$, l'équation (2.40) devient :

$$\phi(t) = \frac{V}{2L\sigma_{em}} \left[A_r \ln\left(\frac{\Gamma(t)}{\Gamma_i}\right) - (\Gamma(t) - \Gamma_i) \right] \quad (2.41)$$

L'évolution du flux de photon intra-cavité au cours de l'impulsion est maintenant connue en fonction du gain et des pertes sur un aller-retour.

Comme le montre la Figure II-27, le flux de photon devient maximal lorsque le gain égalise les pertes à l'état passant. Le flux de photon crête intra-cavité ($\phi_{crête}$) peut alors s'écrire en fonction de Γ_i et A_{on} :

$$\phi_{crête} = \frac{V}{2L\sigma_{em}} \Gamma_i \left[1 + \frac{A_{on}}{\Gamma_i} \ln\left(\frac{A_{on}}{\Gamma_i}\right) - \frac{A_{on}}{\Gamma_i} \right] \quad (2.42)$$

Sachant que dans le cas des impulsions puissantes $\Gamma_i \gg A_{on}$ et si on considère que le miroir de sortie a une transmission T , la puissance crête de l'impulsion en sortie du laser peut s'écrire en fonction de l'intensité normalisée I_N définie en (2.16) de la façon suivante :

$$P_{crête} = \frac{h\nu c}{2nL\sigma_{em}} T \cdot \iint \Gamma_i I_N dS \quad (2.43)$$

où n est l'indice du milieu et ν la fréquence optique d'émission du laser.

II.4.2 Cas du BDN dans l'acétate de cellulose

Dans notre étude, nous avons fait le choix d'utiliser le Bis(4-Diméthylaminodithiobenzil)Nickel (BDN) comme absorbant saturable, dont nous allons, comme pour le milieu amplificateur, développer les équations de populations et les paramètres spectroscopiques nécessaire à la modélisation.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, un absorbant saturable est un matériau présentant beaucoup de pertes lorsque le flux de photons le traversant n'est pas important. Cependant, si le flux de photons augmente, le matériau sature et donc le coefficient de perte qu'il introduit diminue ainsi que le montre la Figure II-28. Un absorbant saturable peut ainsi être défini par 3 paramètres : α_{off} , représentant le coefficient de pertes en flux de photons faible, α_{on} , représentant le coefficient de pertes en flux de photons élevé, et ϕ_{sat} , représentant le flux de photons pour lequel les pertes passent de α_{off} à α_{on} .

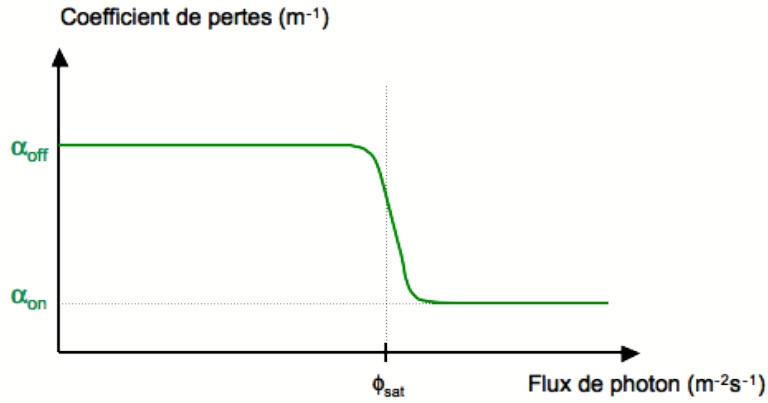


Figure II-28 : Évolution du coefficient de pertes introduites par l'absorbant saturable en fonction du flux de photons.

Dans le cas du BDN, l'absorbant saturable peut se modéliser par un système à 4 niveaux représenté sur la Figure II-29 [65]. Ce modèle permet de prendre en compte à la fois l'absorption saturable de la transition entre les niveaux 1 et 3 et l'absorption non-saturable de la transition entre les niveaux 2 et 4. En effet, les temps de relaxations τ_{32} et τ_{42} sont brefs devant τ , le temps de relaxation du niveau 2 vers le niveau 1. Les molécules dans l'état d'énergie E_1 vont absorber les photons autour de 1053 nm et se retrouver dans l'état d'énergie E_2 , correspondant au niveau métastable 2, où elles pourront encore absorber les photons en restant sur ce niveau ce qui donnera l'absorption non-saturable.

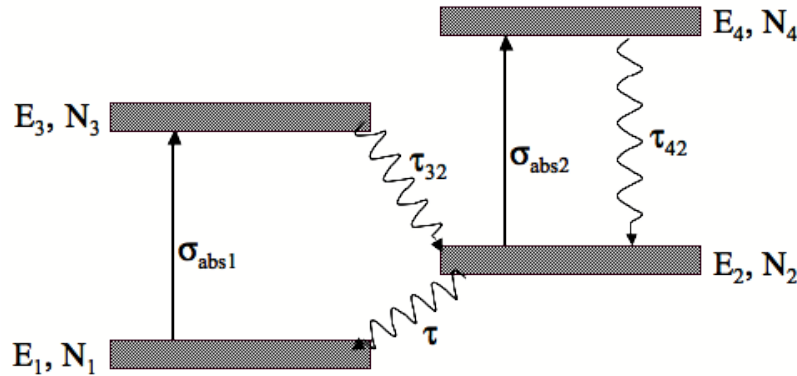


Figure II-29 : Système à 4 niveaux du BDN.

Avec ces hypothèses, les densités de population du BDN dans l'acétate de cellulose s'écrivent :

$$\begin{cases} N_{TBDN} \approx N_1 + N_2 \\ N_3 \approx 0 \\ N_4 \approx 0 \end{cases} \quad (2.44)$$

où N_{TBDN} est la densité totale de molécules de BDN. Ceci permet d'écrire les équations de populations de la même manière que pour l'amplification :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_2}{dt} = (N_{TBDN} - N_2) \cdot \sigma_{abs1} \cdot \phi_s - \frac{N_2}{\tau} \\ \frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} \end{array} \right. \quad (2.45)$$

où σ_{abs1} est la section efficace d'absorption du niveau 1 vers le niveau 3 à $\lambda_s = 1053$ nm, ϕ_s est le flux de photons à λ_s et τ est le temps de relaxation du niveau métastable 2.

Le flux de signal évolue alors dans ce milieu selon la relation :

$$\frac{d\phi_s}{dz} = -\phi_s \cdot ((N_{TBDN} - N_2) \cdot \sigma_{abs1} + N_2 \cdot \sigma_{abs2}) \quad (2.46)$$

où σ_{abs2} est la section efficace d'absorption de la transition 2 vers 4, ce qui représente les pertes par absorption non-saturable.

Le coefficient d'absorption dû à l'absorbant saturable se déduit alors de la relation :

$$\alpha = (N_{TBDN} - N_2) \sigma_{abs1} + N_2 \sigma_{abs2} \quad (2.47)$$

Trois cas à l'état stationnaire $\left(\frac{dN_2}{dt} = 0\right)$ sont distinguables en introduisant $\phi_{sat} = \frac{1}{\sigma_{abs1} \tau}$:

-Si le flux de photons est faible ($\phi_s \ll \phi_{sat}$), $N_2 = 0$ et donc :

$$\alpha = \alpha_{off} = N_T \sigma_{abs1} \quad (2.48)$$

-Si le flux de photons est fort ($\phi_s \gg \phi_{sat}$), $N_2 = N_T$ et donc :

$$\alpha = \alpha_{on} = N_T \sigma_{abs2} \quad (2.49)$$

-Si le flux de photons est égal au flux de saturation ($\phi_s = \phi_{sat}$), alors $N_2 = \frac{N_T}{2}$ et donc :

$$\alpha = \frac{N_T}{2} (\sigma_{abs1} + \sigma_{abs2}) \quad (2.50)$$

Les caractéristiques spectroscopiques du BDN utilisés dans les équations (2.45) et (2.46) ont déjà été déterminées lors de travaux utilisant le BDN dans du dichloroéthane [65] et dans de l'acétate de cellulose [66]. Ils sont résumés dans le Tableau II-3.

| Coefficient | Valeur |
|-----------------|---|
| τ | 5,6 ns [66] |
| σ_{abs1} | $1,94 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ [65] |
| σ_{abs2} | $2,3 \times 10^{-21} \text{ m}^2$ [65] |

Tableau II-3 : Caractéristiques du BDN dans une matrice de polymère d'acétate de cellulose pour τ et dans du dichloroéthane pour σ_{abs1} et σ_{abs2} .

Cependant, le BDN est intégré au laser sous la forme d'un superstrat d'AC dopée par cette molécule. Étant donné que l'indice de l'AC ($n_{AC}=1,48$) est plus faible que celui du verre ($n_{verre}=1,51$), le flux de photons circulant dans la cavité laser interagit de façon évanescence avec l'absorbant

saturable. Il est donc nécessaire d'utiliser la forme des modes guidés pour connaître l'absorption de notre absorbant saturable en configuration guidée.

II.4.3 Dimensionnement de l'absorbant saturable

Afin de prévoir le comportement du laser impulsionnel en fonction de la concentration en BDN dans le superstrat d'acétate de cellulose, nous avons dû développer un outil numérique dédié. En effet, le BDN n'est pas un modulateur parfait car les transitions $\alpha_{off} - \alpha_{on}$ ne se font pas instantanément et le champ guidé n'a pas une répartition homogène en intensité, ce qui empêche l'utilisation des modèles analytiques vus dans la partie II.4.1.

II.4.3.1 Développement d'un outil de simulation

Dans cette partie, les équations de population de l'absorbant saturable sont combinées avec celle de l'amplificateur afin de pouvoir simuler le comportement du laser impulsionnel étudié dont la structure est schématisée sur la Figure II-30. Il s'agit en fait du laser continu que nous avons étudié précédemment ($d = 4$ cm, $R_1 = 100\%$, $R_2 = 4\%$ dans la partie II.3.2.3) mais pour lequel la couche d'AC a été dopée avec une concentration N_{TBDN} en BDN.

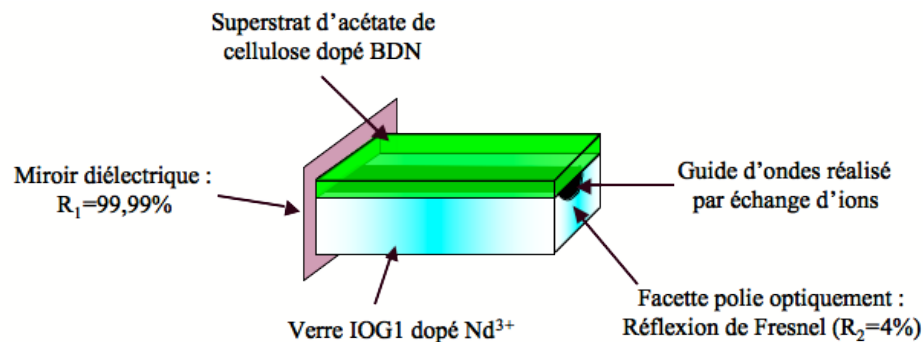


Figure II-30 : Représentation schématique du laser pulsé par modulation passive des pertes étudié.

Le laser impulsionnel peut se modéliser en prenant en compte le temps et l'espace. Afin de simplifier le modèle, nous avons séparé le problème en deux parties :

- pour chaque pas de discrétisation suivant l'axe z , le gain subi par les champs de pompe et de signal est intégré sur les axes x et y de la même façon que pour le gain modal en prenant en compte l'absorption saturable

- puis les puissances de ces champs sont propagées suivant l'axe z .

-Calcul du gain en fonction des champs transverses :

Le calcul du gain sur une tranche de longueur Δz est développé ainsi que le calcul des densités de population des ions Nd^{3+} en chaque point transverse dans le plan (x,y) en utilisant les champs préalablement dimensionnés (II.2.4.2). Chacun des champs est discrétisé avec un pas $(\Delta x, \Delta y)$ comme

montré sur la Figure II-31. L'ordonnée y_s est définie comme la position de la surface. Dans la zone ($y_n < y_s$), où le champ est en interaction avec le verre dopé au néodyme, le modèle de l'amplification est utilisé. Dans la zone ($y_n > y_s$), où le champ est en interaction avec l'absorbant saturable, le modèle de l'absorbant saturable est alors utilisé.

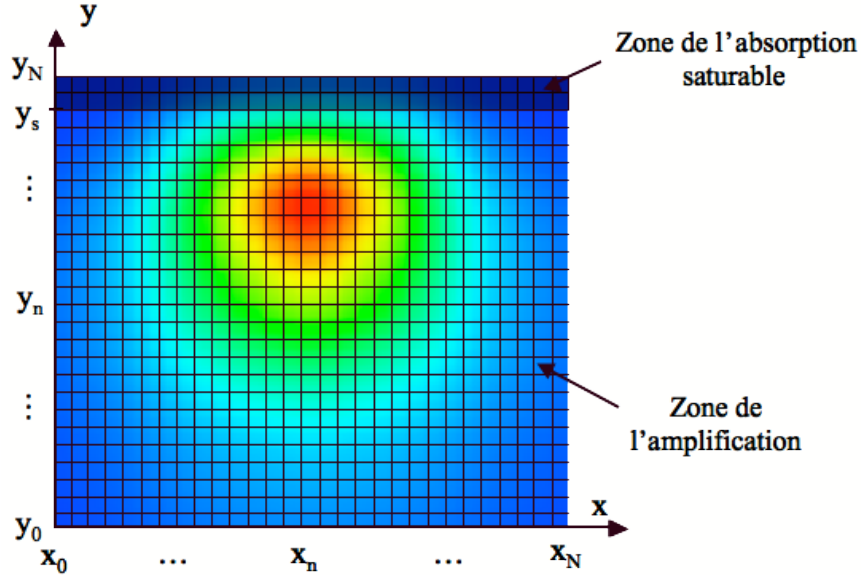


Figure II-31 : Schéma représentant la discrétisation transverse des champs de signal.

De ce fait, en chaque point de coordonnée $[x_n; y_n]$, nous connaissons l'intensité du champ normalisé aux longueurs d'ondes de pompe $I_p[x_n; y_n]$ et de signal $I_s[x_n; y_n]$. Par ailleurs, si la densité de population du néodyme et du BDN est connue au temps t_i en chaque point $[x_n; y_n]$ (car calculée avec les équations de populations dynamiques), on peut en déduire avec un calcul équivalent au gain modal le gain total vu par les champs de pompe et signal :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_p^{tot} = \sum_{x_n=0}^{x_N} \left[\left(\sum_{y_n=0}^{y_{s-1}} \alpha_p(x_n, y_n) \cdot I_p(x_n, y_n) \Delta y \right) \right] \Delta x \\ \gamma_s^{tot} = \sum_{x_n=0}^{x_N} \left[\left(\sum_{y_n=0}^{y_{s-1}} \gamma_s(x_n, y_n) \cdot I_s(x_n, y_n) \Delta y \right) + \left(\sum_{y_n=y_s}^{y_N} \alpha_{BDNs}(x_n, y_n) \cdot I_s(x_n, y_n) \Delta y \right) \right] \Delta x \end{array} \right. \quad (2.51)$$

où α_p est le coefficient d'atténuation subi par le flux de photon à λ_p dans le milieu amplificateur, γ_s est le coefficient de gain pour le flux de photon à λ_s dans le milieu amplificateur et α_{BDNs} est le coefficient de pertes pour le flux de photon à λ_s dans l'absorbant saturable. Nous avons considéré que l'absorption de la pompe due à l'absorbant saturable était nulle dans notre cas. Nous sommes ainsi capables de calculer le gain sur une tranche Δz en fonction des intensités de pompe et de signal.

-Calcul des intensités des champs sur l'axe z :

Il faut à présent modéliser les flux de pompe et de signal dans la cavité laser afin de connaître la puissance de sortie du dispositif en fonction du temps. Pour cela, trois vecteurs sont définis représentant la puissance de pompe dans le sens aller $P_p(z_n)$, la puissance de signal dans le sens aller

$P_{s+}(z_n)$, et la puissance de signal dans le sens retour $P_{s-}(z_n)$. Puis un maillage suivant l'axe z est défini en considérant que pour chaque pas temporel Δt , les photons parcourent une distance Δz avec : $\Delta t = \Delta z / V$, ($V = c/n$ étant la vitesse de la lumière dans le verre) comme représenté sur la Figure II-32.

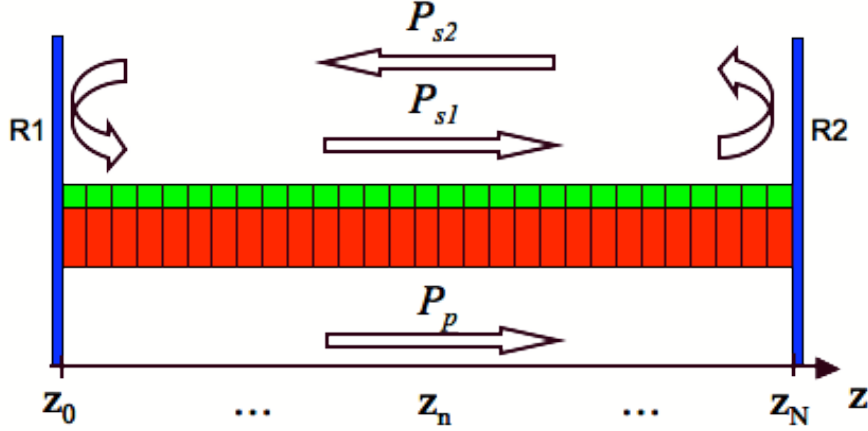


Figure II-32 : Schéma représentant le maillage suivant l'axe z de la cavité laser.

Nous pouvons donc déduire les variations des puissances de pompe et de signal pour les points de maillages allant de z_1 à z_{N-1} au temps $t + \Delta t$ en fonction des valeurs au temps t de la façon suivante :

$$\begin{cases} P_p(z_i, t + \Delta t) = P_p(z_{i-1}, t) + P_p(z_{i-1}, t) \alpha_p^{tot}(z_i, t) \cdot \Delta z \\ P_{s+}(z_i, t + \Delta t) = P_{s+}(z_{i-1}, t) + P_{s+}(z_{i-1}, t) \gamma_s^{tot}(z_i, t) \cdot \Delta z \\ P_{s-}(z_i, t + \Delta t) = P_{s-}(z_{i+1}, t) + P_{s-}(z_{i+1}, t) \gamma_s^{tot}(z_i, t) \cdot \Delta z \end{cases} \quad (2.52)$$

Ensuite, afin de prendre en compte la rétroaction délivrée par les miroirs, les conditions aux limites sont introduites en z_0 et z_N :

$$\begin{cases} P_p(z_0, t + \Delta t) = P_{pompe} \\ P_{s+}(z_0, t + \Delta t) = R_1 \cdot [P_{s-}(z_0, t) + P_{s-}(z_0, t) \cdot \gamma_s^{tot}(z_0, t) \cdot \Delta z] \\ P_{s-}(z_0, t + \Delta t) = P_{s-}(z_1, t) + P_{s-}(z_1, t) \cdot \gamma_s^{tot}(z_0, t) \cdot \Delta z \\ P_{s+}(z_N, t + \Delta t) = P_{s+}(z_{N-1}, t) + P_{s+}(z_{N-1}, t) \cdot \gamma_s^{tot}(z_N, t) \cdot \Delta z \\ P_{s-}(z_N, t + \Delta t) = R_2 \cdot [P_{s+}(z_N, t) + P_{s+}(z_N, t) \cdot \gamma_s^{tot}(z_N, t) \cdot \Delta z] \end{cases} \quad (2.53)$$

où R_1 est la réflectivité du miroir d'entrée et R_2 est la réflectivité du miroir de sortie.

Il est également nécessaire de définir des conditions au temps initial. À $t=0$, les trois flux sont définis nuls en tout point du maillage longitudinal sauf le flux de pompe en z_0 qui sera égal à la puissance de pompe injectée. Les ions Nd^{3+} ainsi que les molécules de BDN sont considérés comme étant dans leur état fondamental en tout point du maillage.

Étant donné que le laser démarre grâce à l'émission spontanée dans la cavité, nous avons dû introduire une puissance moyenne de signal répartie dans la cavité afin de la représenter. Une puissance minimale de $1 \mu\text{W}$ est ainsi définie en chaque point longitudinal de la structure simulée. Nous avons

déterminé que le comportement du laser ne changeait pas en fonction de ce paramètre tant qu'il restait faible devant les puissances de signal présentes dans la cavité à l'état stable. Par ailleurs, nous avons défini le nombre de points minimal à utiliser pour simuler ce type de structure qui est de 31 points en longitudinal et de 20x14 en transverse pour conserver une erreur sur le gain inférieure à 1%.

Finalement, connaissant les puissances internes dans la cavité laser, la puissance en sortie du laser en fonction du temps s'écrit selon l'équation suivante :

$$P_{\text{sortie}}(t + \Delta t) = P_{s1}(z_N, t) \cdot (1 - R_2) \quad (2.54)$$

II.4.3.2 Étude en concentration

À l'aide du modèle établi ci-dessus, nous avons réalisé une étude du comportement du laser impulsif en fonction de la concentration en BDN afin de déterminer les concentrations optimales pour notre étude et de voir si une puissance crête de 1kW est atteignable par notre dispositif. Pour les simulations qui suivent, nous avons utilisé la structure dimensionnée dans la partie II.3, les paramètres spectroscopiques du BDN résumés dans le Tableau II-3, et une puissance de pompe de 700 mW. Nous avons alors calculé la puissance crête émise par le dispositif en fonction de la concentration en BDN dans l'acétate de cellulose pour des pertes par propagation de 0 dB/cm et de 1,2 dB/cm (cf Figure II-33).

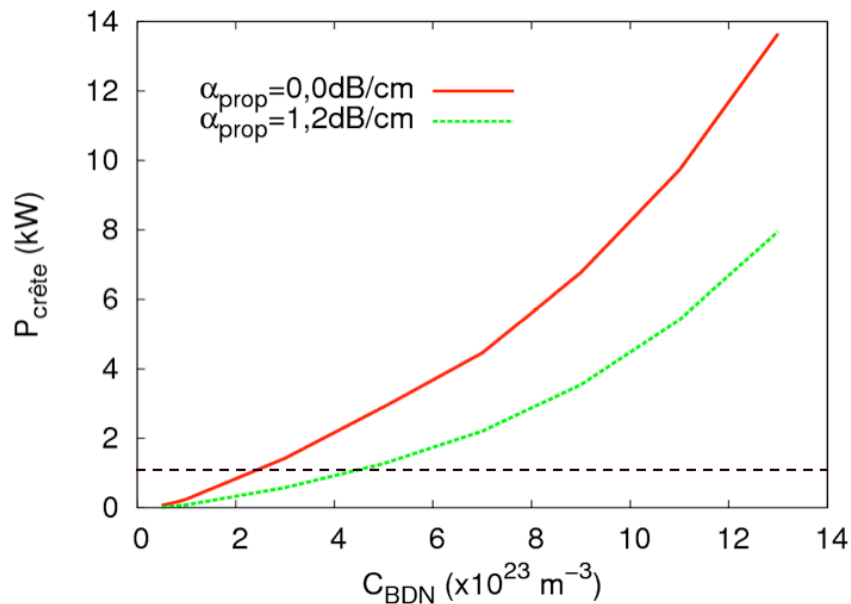


Figure II-33 : Puissance crête en fonction de la concentration en BDN pour des pertes par propagation de 0 dB/cm et de 1,2 dB/cm.

Une puissance crête supérieure au kW est théoriquement atteignable dès que la concentrations en BDN excède :

- $4,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ pour des pertes de propagation élevées
- $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ lorsque le guide est parfait.

Ainsi, même dans le pire des cas (pour des pertes par propagation de 1,2 dB/cm), la puissance crête varie entre de 1 kW et 8 kW pour des concentrations en BDN allant de $4,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ à $11 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Nous nous placerons donc dans cette gamme de concentrations pour l'étude pratique dans la partie suivante.

II.5 Synthèse du dimensionnement

Le tableau ci-dessous résume les dimensionnements que nous avons effectués ainsi que les performances théoriques que nous avons déduites de ceux-ci.

| <u>Amplificateur :</u> | | |
|---|---|---|
| Paramètres de réalisation | Fenêtre de diffusion | 2 μm |
| | Température d'échange | 320°C |
| | Durée d'échange | 3 minutes |
| | Concentration du bain en nitrate d'argent | 20% molaire |
| | Durée de trempe | 20 secondes |
| Caractéristiques passives à $\lambda = 800 \text{ nm}$ | Modalité | Monomode |
| | Tailles des champs (1/e) | 5,0 x 3,4 μm |
| Caractéristiques passives à $\lambda = 1053 \text{ nm}$ | Modalité | Monomode |
| | Tailles des champs (1/e) | 6,2 x 4,6 μm |
| | Couplage avec fibre optique HI1060 | 90% |
| Caractéristiques actives | Recouvrement pompe/signal | 91% |
| | Gain théorique maximum | 39,5 dB |
| <u>Laser continu :</u> | | |
| Caractéristiques de la structure | Longueur de cavité | 4 cm |
| | Réflectivité des miroirs | 100% - 4% |
| Caractéristiques actives | Puissance d'émission maximale sans pertes | 500 mW |
| <u>Laser impulsionnel :</u> | | |
| Caractéristiques de l'absorbant saturable | Gamme de concentration en BDN | 10^{23} m^{-3} à 10^{24} m^{-3} |
| Caractéristiques des impulsions | Puissances crêtes | 1 kW à 10 kW |

Tableau II-4 : Synthèse du dimensionnement du laser impulsionnel.

II.6 Conclusion

Un dispositif permettant d'atteindre nos objectifs a pu finalement être dimensionné avec succès. Après avoir étudié le guide d'onde amplificateur, nous avons réglé les paramètres technologiques permettant la réalisation d'une structure monomode aux longueurs d'ondes de pompe et de signal et montrant un bon couplage avec les fibres optiques à la longueur d'onde signal. Ensuite,

l'étude du laser continu a permis de voir qu'il était possible de retirer le miroir de sortie de la cavité Fabry-Perot envisagée, permettant ainsi d'émettre plus de puissance et de coupler directement le faisceau laser dans la fibre optique pour la génération du supercontinuum comme envisagé dans les objectifs. Finalement, une étude du laser impulsionnel Q-switch ainsi que du BDN nous ont permis de montrer que ce dispositif pouvait émettre des impulsions ayant une puissance crête supérieure au kW pour des concentrations en BDN supérieures à 3.10^{23} m^{-3} dans l'acétate de cellulose intégré à la structure sous la forme d'un superstrat.

Chapitre III Réalisation et caractérisation d'un laser impulsionnel déclenché par modulation passive des pertes en vue de réaliser une source supercontinuum

Sommaire

| | | |
|-------|--|-----|
| I.1 | INTRODUCTION | 74 |
| I.2 | REALISATION ET CARACTERISATION DU GUIDE D'ONDE ACTIF | 74 |
| I.2.1 | <i>Développement du procédé de réalisation</i> | 74 |
| I.2.2 | <i>Modicité des guides réalisés</i> | 77 |
| I.2.3 | <i>Synthèse et analyse des résultats</i> | 84 |
| I.3 | CARACTERISATION DU LASER CONTINU | 85 |
| I.3.1 | <i>Structure du laser et méthode de mesure</i> | 85 |
| I.3.2 | <i>Étude de l'efficacité de couplage</i> | 86 |
| I.3.3 | <i>Caractérisation de la puissance émise par les lasers</i> | 87 |
| I.3.4 | <i>Comparaison avec les outils de simulations</i> | 88 |
| I.4 | REALISATION ET CARACTERISATION DU LASER IMPULSIONNEL | 91 |
| I.4.1 | <i>Réalisation et caractérisation de l'absorbant saturable</i> | 91 |
| I.4.2 | <i>Détermination théorique de la concentration en BDN optimale</i> | 94 |
| I.4.3 | <i>Caractéristiques des lasers Q-switch</i> | 95 |
| I.5 | SOURCE SUPERCONTINUUM | 98 |
| I.5.1 | <i>Montage expérimental</i> | 98 |
| I.5.2 | <i>Première observation</i> | 99 |
| I.5.3 | <i>Mesure du spectre généré</i> | 100 |

| | | |
|-------|--|-----|
| I.6 | SYNTHESE DES RESULTATS | 102 |
| I.7 | PERSPECTIVES | 103 |
| I.7.1 | Intégration du pompage optique | 103 |
| I.7.2 | Utilisation d'un autre absorbant saturable | 104 |
| I.7.3 | Intégration de la source supercontinuum | 105 |
| I.8 | CONCLUSION | 105 |

III.1 Introduction

Dans le deuxième chapitre, un laser Q-switch passif guidé a été dimensionné dans le but de générer un supercontinuum. La structure du dispositif envisagé pour la génération de supercontinuum est présentée sur la Figure III-1. Le chapitre III est dédié à la réalisation et à la caractérisation d'une telle source.

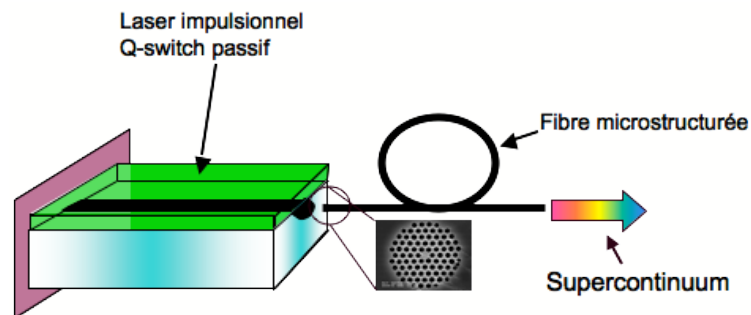


Figure III-1 : Dispositif envisagé.

Dans un premier temps, la réalisation du guide d'onde actif et sa caractérisation sont présentées. Ensuite, l'étude expérimentale du laser continu est abordée, suivie de la réalisation et de la caractérisation du laser impulsif. Finalement, nous montrons comment le laser Q-switch réalisé permet de générer un supercontinuum et quelles perspectives ouvrent ces résultats.

III.2 Réalisation et caractérisation du guide d'onde actif

III.2.1 Développement du procédé de réalisation

Afin de réaliser le guide d'onde dans le verre IOG1 de Schott, nous avons utilisé la technologie de l'échange d'ions présentée au chapitre II. Le procédé de réalisation expérimental appliqué est décrit sur la Figure III-2.

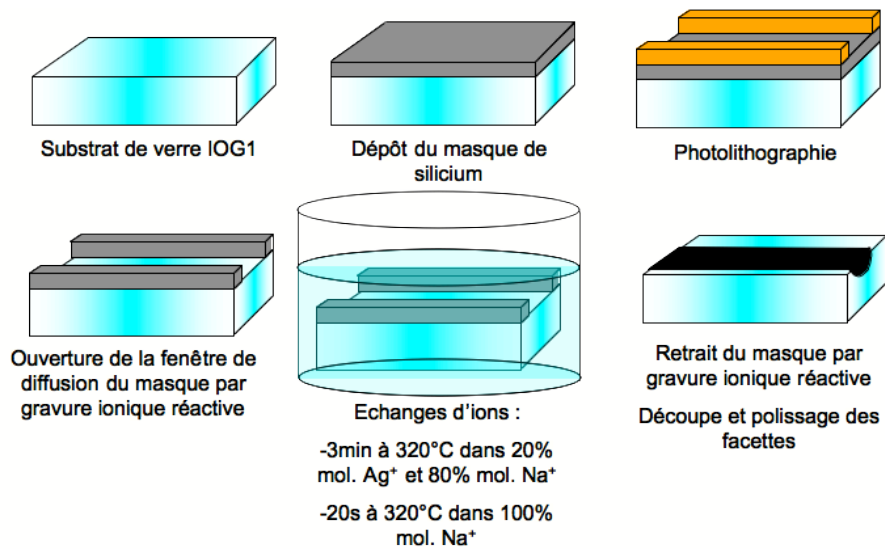


Figure III-2 : Procédé de réalisation du guide d'onde actif.

Ce procédé de réalisation des guides d'onde comporte 6 étapes principales. Nous détaillons chacune de ces étapes en insistant sur les points que nous avons optimisés par rapport à la technologie utilisée dans les travaux précédents [58].

-Dépôt du masque :

La première étape de la mise au point du procédé de réalisation a été de choisir un matériau imperméable à l'échange d'ions. Ce matériau doit également respecter d'autres conditions : il doit adhérer sur le verre et présenter une sélectivité maximale avec le substrat de verre au regard du procédé de gravure utilisé pour ouvrir les fenêtres de diffusions. Habituellement, les matériaux utilisés comme couche masquante sur les verres silicates sont l'alumine ou l'aluminium. Cependant, dans notre cas, le verre utilisé est un alumino-phosphate et est donc attaqué lors de la gravure à l'acide orthophosphorique de tels matériaux. Ceci peut entraîner la création de creux dans les guides allant de 300 nm à 2 μ m [58]. Les guides réalisés de cette façon présentent alors des pertes de propagation de 1,2 dB/cm.

En conséquence, nous avons décidé d'utiliser un nouveau type de masque : une couche de silicium. Afin de vérifier que nous n'aurions pas à faire face aux mêmes problèmes que pour l'alumine, la sélectivité de la gravure du silicium sur le verre IOG1 est mesurée par gravure ionique réactive (RIE). Celle-ci est de 24,5, c'est à dire qu'en une minute de RIE, 245 nm de silicium sont gravés pour seulement 10 nm de verre. Afin de réduire le temps de gravure du masque de silicium et donc de réduire la gravure du verre, nous avons choisi de diminuer l'épaisseur de la couche de silicium. Une étude a ainsi été menée au laboratoire par Pierre Bondoit lors de son stage de fin d'étude [67] afin de déterminer l'épaisseur minimale de silicium permettant de bloquer l'échange d'ions. Après une étude systématique, une épaisseur de 30 nm de silicium a montré une étanchéité supérieure

à une heure, ce qui est largement suffisant pour des temps d'échange de l'ordre de la minute. Dans ce cas, le temps de gravure de la couche est d'environ 20 secondes.

Dans un premier temps, une couche de silicium de (30 ± 5) nm est donc déposée par pulvérisation cathodique d'une durée de 3 minutes avec une puissance RF de 250 W et une pression d'argon de 8.10^{-3} mbar.

-Ouverture des fenêtres de diffusions :

Après avoir déposé la couche masquante, l'ouverture des fenêtres de diffusions est réalisée pour permettre l'échange d'ions. Pour ce faire, une étape de photolithographie est effectuée. Une couche de photo-résine positive Shipley S1805 de 500 nm d'épaisseur est déposée à la tournette. Celle-ci est ensuite développée, ce qui permet d'obtenir des ouvertures dans la résine selon les motifs définis par le masque de lithographie. Le masque utilisé ici est constitué de motifs de guides droits de 4 cm de long présentant des largeurs d'ouverture variant de 1 à 5 μm par pas de 1 μm . Cet encadrement de la valeur maximale de 2 μm , qui a été déterminée lors du dimensionnement (cf chapitre II) permet en effet d'anticiper sur d'éventuelles dérives technologiques.

Afin de transférer les motifs présents dans la résine sur le masque de silicium, une gravure RIE est utilisée. Le plasma utilisé est composé de SF_6 à une pression de 5 mTorr et est excité avec une puissance RF de 50 W. Une telle gravure fluorée est très efficace pour la gravure du silicium et est couramment utilisée en microélectronique. Ainsi, une gravure de 20 secondes permet de graver les 30 nm de silicium tout en n'attaquant que très faiblement le verre (<3 nm). La résine restante est ensuite retirée en utilisant un solvant spécifique classique : Ultraposit Remover de Shipley.

-Échange d'ions :

La troisième étape réalisée est l'échange d'ions. Les paramètres déterminés dans le chapitre II sont utilisés. L'échantillon est plongé 3 minutes dans un bain de sel composé de 20% molaire de nitrate d'argent et de 80% molaire de nitrate de sodium fondu à 320°C. L'échantillon est ensuite plongé 20 secondes dans un second bain composé de 100% molaire de sel de nitrate de sodium fondu à 320°C. Le second bain est réalisé directement à la sortie du premier afin d'éviter tout refroidissement entre les deux échanges. En effet, les effets ayant lieu lors du refroidissement sont difficilement contrôlables et donc modélisables.

-Nettoyage et retrait du masque :

Après un nettoyage sous un flux d'eau chaude, l'échantillon est trempé 30 minutes dans un bain de nitrate de fer III afin de retirer les précipités d'argent métallique présents aux interfaces entre le verre et le masque de silicium. En effet, le silicium étant un réducteur de l'argent, on a noté l'apparition de ces précipités au cours de l'échange. Pour finir, afin de retirer tous les dépôts organiques présents sur le masque, l'échantillon est trempé 30 minutes dans un solvant dédié.

Le masque de silicium est ensuite retiré par RIE en utilisant les mêmes paramètres que pour ouvrir les fenêtres de diffusions.

Finalement, l'échantillon est découpé avec une scie diamantée puis poli perpendiculairement aux guides d'onde afin de pouvoir y coupler de la lumière en utilisant une fibre optique.

-Dépôt de l'acétate de cellulose :

La dernière étape est le dépôt de l'acétate de cellulose dopée sur les guides. Pour réaliser ce superstrat, 2 grammes d'acétate de cellulose en poudre sont mélangés avec 25 ml d'acétone dopée ou non au BDN. Ce mélange est remué avec un agitateur magnétique pendant 10 minutes permettant ainsi d'obtenir une solution visqueuse et homogène. Cette solution est ensuite étalée au pinceau sur l'échantillon puis séchée. Lorsque l'acétate de cellulose polymérise à l'air libre, on observe la formation de plaques blanches dans la couche. En effet, si l'acétate de cellulose polymérise de manière transparente en présence d'acétone, elle devient blanche en présence de molécules d'eau. C'est pourquoi le séchage de la couche s'effectue dans une étuve à 150°C sous vide durant 5 minutes. Ce procédé permet également d'obtenir un bon état d'interface entre le superstrat et le substrat de verre.

III.2.2 Modicité des guides réalisés

Pour réaliser notre dispositif, un masque contenant des fenêtres de diffusion de plusieurs largeurs est utilisé, chaque largeur étant présente huit fois. Nous avons commencé notre étude en caractérisant les 8 guides d'onde obtenus avec des fenêtres de diffusion de dimension nominale (2 μm). Cependant, les guides d'onde obtenus avec des fenêtres plus petites (1 μm) et plus larges (3 μm , 4 μm et 5 μm) ont également été étudiés.

La Figure III-3 présente le plan de la puce mesurée avec la disposition des guides d'onde et leur numéro. Tous ces guides ont été recouverts d'une couche d'acétate de cellulose non dopée avant d'être caractérisés.

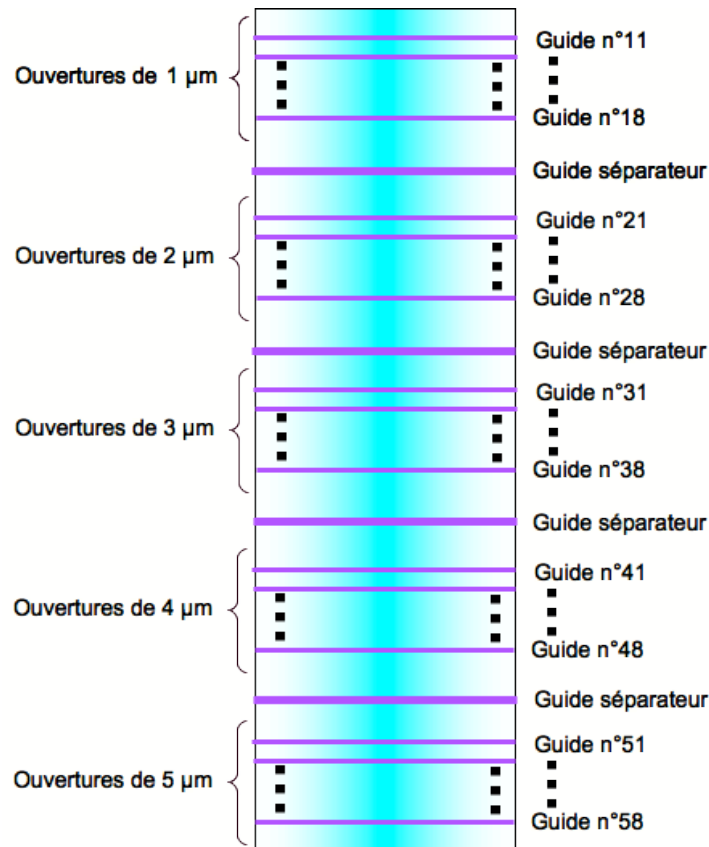


Figure III-3 : Schéma représentant la cartographie et la numérotation des guides à caractériser.

III.2.2.1 Profil d'intensité des modes guidés

Afin d'imager les modes guidés, la méthode dite de « champ proche » est utilisée. La lumière à $\lambda = 1054 \text{ nm}$, la longueur d'onde du signal laser, est injectée dans le guide d'onde à caractériser. Pour cela, nous utilisons une fibre optique HI1060 (Corning®) monomode à cette longueur d'onde, fixée sur un micro-positionneur comme schématisé sur la Figure III-4. Le champ en sortie du guide d'onde est imagé sur une caméra en InGaAs à l'aide d'un objectif de microscope x40.

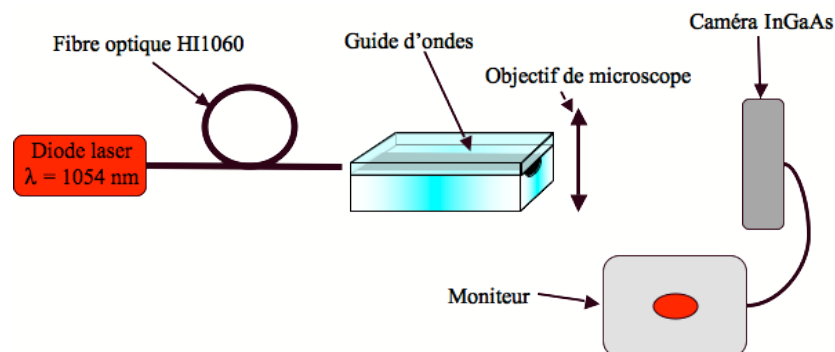


Figure III-4 : Schéma représentant le banc de mesure de « champ proche ».

Grâce à cette méthode, il est possible de vérifier que le guide testé transmet correctement la lumière à la longueur d'onde du signal. De plus, nous pouvons contrôler la modicité des guides car selon le positionnement de la fibre d'injection par rapport au guide, on ne couple pas la même quantité d'énergie sur chacun des modes. La répartition d'intensité d'un guide monomode conserve alors une forme constante alors que celle d'un guide multimode varie avec la position de la fibre d'injection.

Nous avons vérifié que tous les guides réalisés avec des fenêtres comprises entre $1\ \mu\text{m}$ et $5\ \mu\text{m}$ sont monomodes à $\lambda_s = 1053\ \text{nm}$. Nous avons mesuré la taille du mode fondamental en extrayant les profils d'intensité verticaux et horizontaux des images réalisées sur la caméra après avoir calibré celle-ci. Comme les guides d'onde sont symétriques selon l'axe horizontal et asymétrique selon l'axe vertical, trois dimensions caractéristiques sont définies, prises à $1/e^2$ du maximum d'intensité comme le montre la Figure III-5 : d_h , le diamètre horizontal, r_{v1} et r_{v2} les rayons verticaux. Les résultats obtenus sont présentés sur la première colonne du Tableau III-1 où nous pouvons les comparer aux dimensions théoriques obtenues par nos modèles et notés en colonne 2. Nous remarquons que les largeurs des champs simulés ne correspondent pas aux mesures. Notamment sur les mesures un optimum de confinement du champ est obtenu pour une fenêtre de diffusion ouverte à $4\ \mu\text{m}$, ce qui n'est pas le cas en simulation.

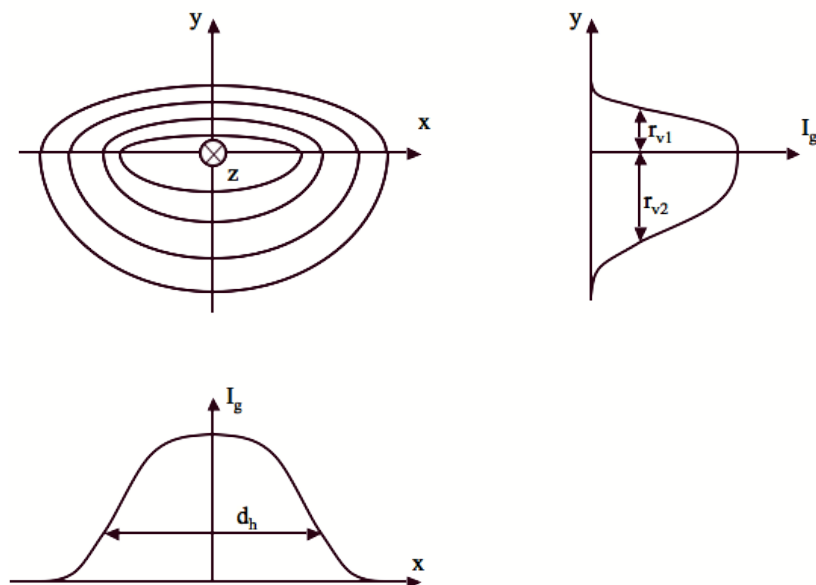


Figure III-5 : Définition des largeurs à $1/e^2$ des champs guidés.

Pour tenter de rendre compte des différences observées entre les résultats expérimentaux et simulés, le processus de réalisation appliqué a été analysé en détail. Nous avons remarqué qu'il fallait 10 secondes pour passer du bain de nitrate d'argent à la trempe de nitrate de sodium. Durant ces 10 secondes, on considère que la température de l'échange est stable. De plus, on remarque qu'il reste une pellicule de sel de nitrate d'argent fondu sur l'échantillon durant le transfert. De ce fait, l'échange continue pendant les 10 secondes du transfert, cette durée doit donc être rajoutée au temps d'échange de 3 minutes. De même, nous avons remarqué qu'après la trempe de 20 secondes, il est nécessaire

d'attendre encore 40 secondes pour que le sel présent à la surface de l'échantillon se solidifie. Ainsi, pour les simulations, un temps de trempe effectif de 60 secondes doit donc être considéré. En utilisant ces nouveaux paramètres dans nos simulations, les tailles de modes présentées dans la troisième colonne du Tableau III-1 sont obtenues. Les tailles des modes correspondent alors bien à celles qui sont mesurées, aux incertitudes près. Les corrections apportées montrent la complexité de modéliser les systèmes expérimentaux et la précision nécessaire à nos simulations.

En effectuant les mêmes mesures à la longueur d'onde de pompe, nous montrons que seuls les guides ayant une fenêtre de diffusion inférieure ou égale à 4 μm sont monomodes. Ce résultat est conforme à nos simulations où le guide de fenêtre 4 μm est à la limite d'être bimode tandis que celui de 5 μm l'est franchement.

| Largeur de la fenêtre de diffusion | Diamètre des gaussiennes à $1/e^2$ de l'intensité | Mesures en champ proche | Simulations nominales | Simulations corrigées |
|------------------------------------|---|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| 1 μm | d_h | $(8,7 \pm 0,3) \mu\text{m}$ | $(6,4 \pm 0,2) \mu\text{m}$ | $(8,4 \pm 0,2) \mu\text{m}$ |
| | r_{v1} | $(2,3 \pm 0,3) \mu\text{m}$ | $(1,7 \pm 0,2) \mu\text{m}$ | $(2,1 \pm 0,2) \mu\text{m}$ |
| | r_{v2} | $(3,8 \pm 0,3) \mu\text{m}$ | $(4,0 \pm 0,2) \mu\text{m}$ | $(4,2 \pm 0,2) \mu\text{m}$ |
| 2 μm | d_h | $(8,6 \pm 0,3) \mu\text{m}$ | $(6,0 \pm 0,2) \mu\text{m}$ | $(8,0 \pm 0,2) \mu\text{m}$ |
| | r_{v1} | $(2,1 \pm 0,3) \mu\text{m}$ | $(1,5 \pm 0,2) \mu\text{m}$ | $(1,9 \pm 0,2) \mu\text{m}$ |
| | r_{v2} | $(3,4 \pm 0,3) \mu\text{m}$ | $(3,0 \pm 0,2) \mu\text{m}$ | $(3,8 \pm 0,2) \mu\text{m}$ |
| 3 μm | d_h | $(8,0 \pm 0,3) \mu\text{m}$ | $(6,2 \pm 0,2) \mu\text{m}$ | $(7,8 \pm 0,2) \mu\text{m}$ |
| | r_{v1} | $(2,2 \pm 0,3) \mu\text{m}$ | $(1,5 \pm 0,2) \mu\text{m}$ | $(1,9 \pm 0,2) \mu\text{m}$ |
| | r_{v2} | $(3,4 \pm 0,3) \mu\text{m}$ | $(2,7 \pm 0,2) \mu\text{m}$ | $(3,3 \pm 0,2) \mu\text{m}$ |
| 4 μm | d_h | $(7,5 \pm 0,3) \mu\text{m}$ | $(6,4 \pm 0,2) \mu\text{m}$ | $(7,6 \pm 0,2) \mu\text{m}$ |
| | r_{v1} | $(1,8 \pm 0,3) \mu\text{m}$ | $(1,6 \pm 0,2) \mu\text{m}$ | $(1,9 \pm 0,2) \mu\text{m}$ |
| | r_{v2} | $(3,9 \pm 0,3) \mu\text{m}$ | $(2,5 \pm 0,2) \mu\text{m}$ | $(3,1 \pm 0,2) \mu\text{m}$ |
| 5 μm | d_h | $(8,7 \pm 0,3) \mu\text{m}$ | $(6,6 \pm 0,2) \mu\text{m}$ | $(8,0 \pm 0,2) \mu\text{m}$ |
| | r_{v1} | $(2,0 \pm 0,3) \mu\text{m}$ | $(1,6 \pm 0,2) \mu\text{m}$ | $(1,9 \pm 0,2) \mu\text{m}$ |
| | r_{v2} | $(3,9 \pm 0,3) \mu\text{m}$ | $(2,4 \pm 0,2) \mu\text{m}$ | $(3,1 \pm 0,2) \mu\text{m}$ |

Tableau III-1 : Comparaison de la taille des modes guidés entre les mesures et les simulations à $\lambda = 1053 \text{ nm}$ (l'incertitude sur les calculs est liée au pas de discrétisation)

III.2.2.2 Mesure des pertes par propagation

Une caractéristique importante d'un guide d'onde pour son utilisation dans une cavité laser est son coefficient de pertes par propagation. En effet, associé aux coefficients de réflexions des miroirs, il détermine le gain nécessaire pour que l'effet laser puisse avoir lieu dans la structure. Pour mesurer ces pertes, le même banc que précédemment est utilisé en remplaçant la caméra par un photodétecteur

calibré (cf Figure III-6 (a)). Pour cette mesure, un objectif de microscope ayant une ouverture numérique plus grande que celle de la fibre optique ou du guide d'onde est utilisé afin de bien collecter toute la lumière en sortie de ces éléments. De plus, une mesure de référence est effectuée en utilisant le banc représenté sur la Figure III-6 (b) afin de ne prendre en compte que les pertes dues au guide d'onde.

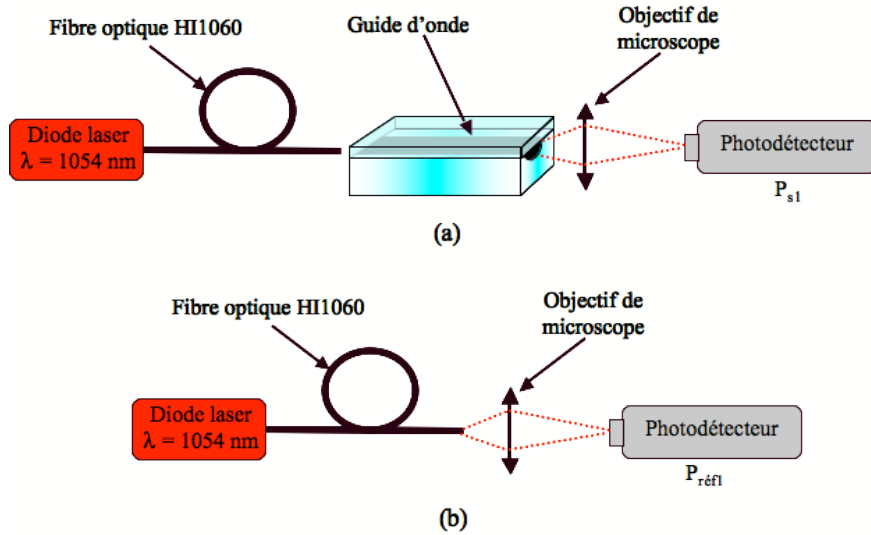


Figure III-6 : Schéma représentant le banc de mesure des pertes (a) et de référence (b).

De cette manière, les pertes par insertions (en dB) définies par l'équation suivante sont déterminées :

$$\alpha_{insertion} = 10 \log \left(\frac{P_s}{P_{ref}} \right) = 2 \cdot C_{Fresnel} + C_{couplage} + \alpha_{propagation} \cdot L \quad (3.1)$$

où P_{ref} est la puissance mesurée en sortie de fibre optique, P_s est la puissance mesurée en sortie de guide, $C_{Fresnel}$ sont les pertes dues aux réflexions de Fresnel aux interfaces air/verre et verre/air, $C_{couplage}$ sont les pertes par couplage entre la fibre et le guide d'ondes, $\alpha_{propagation}$ est le coefficient de pertes par propagation et finalement L est la longueur de l'échantillon.

Dans le but de déduire les pertes par propagation, chacun des termes de droite de l'équation (3.1) doit être caractérisé :

$C_{Fresnel}$:

Lors de son passage à travers une interface entre deux milieux d'indices différents (n_1 et n_2), la lumière subit une réflexion appelée réflexion de Fresnel. En incidence normale, ce qui est notre cas vu que les facettes ont été polies perpendiculairement aux guides, le coefficient de réflexion de Fresnel en puissance est donné par :

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (3.2)$$

Les pertes dues à cette réflexion sont donc données par :

$$C_{Fresnel} = 10 \cdot \log(1 - R) \quad (3.3)$$

Dans le cas d'une interface air/verre, on a $n_1 = 1$ et $n_2 = 1,5$ ce qui nous donne des pertes de 0,17 dB par interface. Étant donnée la symétrie de l'équation (3.2), les mêmes pertes sont obtenues dans le cas d'une interface verre/air.

C_{couplage} :

Si la lumière propagée dans le guide d'onde, injectée de la même façon que précédemment, est couplée dans une seconde fibre optique reliée à un photodétecteur calibré, il est possible de déduire les pertes par couplage des deux mesures. Le montage représenté sur la Figure III-7 (a) est utilisé pour cela. Dans ce cas, la puissance de référence P_{ref} est mesurée en alignant les deux fibres bout à bout comme présenté sur la Figure III-7 (b), ce qui nous permet d'écrire les pertes par insertion ($\alpha_{insertion2}$) n°2 mesurées avec ce montage :

$$\alpha_{insertion2} = 10 \log\left(\frac{P_s}{P_e}\right) = 2 \cdot C_{Fresnel} + 2 \cdot C_{couplage} + \alpha_{propagation} \cdot L \quad (3.4)$$

Ainsi, en soustrayant (3.1) à (3.4), l'équation suivante est obtenue :

$$C_{couplage} = \alpha_{insertion2} - \alpha_{insertion} \quad (3.5)$$

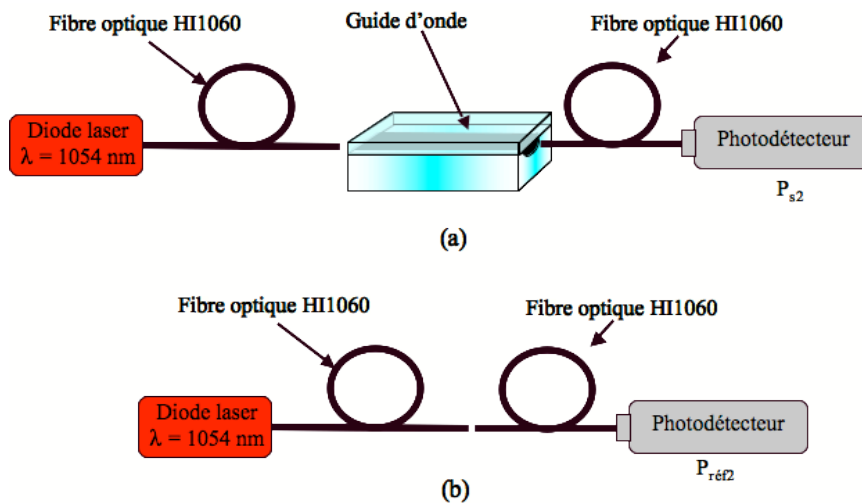


Figure III-7 : Schéma représentant le banc de mesure des pertes par couplage.

Cette équation permet de déduire les pertes par couplage pour chaque ouverture de masque. Ces valeurs sont répertoriées dans le Tableau III-2 où les incertitudes de mesure sont la somme des incertitudes durant les mesures de puissance absolue de 0,1 dB qui sont au nombre de 4.

Les pertes par couplage mesurées sont également comparées avec celles calculées en utilisant les formes de champ. Malgré les incertitudes élevées, les valeurs mesurées sont du même ordre de grandeur que les valeurs calculées.

| Largeur de la fenêtre d'ouverture | Pertes par couplage mesurées | Pertes par couplage calculées |
|-----------------------------------|------------------------------|-------------------------------|
| 2 μm | (0,53 \pm 0,4) dB | (0,48 \pm 0,05) dB |
| 3 μm | (0,33 \pm 0,4) dB | (0,36 \pm 0,05) dB |
| 4 μm | (0,43 \pm 0,4) dB | (0,36 \pm 0,05) dB |

Tableau III-2 : Pertes par couplage mesurées en fonction de la fenêtre de diffusion.

$\alpha_{\text{propagation}}$:

Les pertes par propagation des guides d'onde peuvent être dues à la formation de précipités d'argent à la surface des guides par réduction avec les molécules d'eau présentes dans l'air ambiant, à des défauts de surface du verre ou à des défauts de lithographie. Grâce à l'équation (3.1) et aux valeurs mesurées dans le Tableau III-2, nous avons déduit des mesures de pertes par insertion les valeurs des pertes par propagation pour chaque guide étudié. Toutes ces valeurs sont répertoriées dans le Tableau III-3.

| Numéro du guide | Pertes par propagation (en dB/cm) | Numéro du guide | Pertes par propagation(en dB/cm) | Numéro du guide | Pertes par propagation(en dB/cm) |
|--|-----------------------------------|--|----------------------------------|--|----------------------------------|
| Fenêtre d'ouverture de 2 μm | | Fenêtre d'ouverture de 3 μm | | Fenêtre d'ouverture de 4 μm | |
| 1 | 0,15 \pm 0,1 | 1 | X | 1 | 0,15 \pm 0,1 |
| 2 | X | 2 | 0,10 \pm 0,1 | 2 | 0,10 \pm 0,1 |
| 3 | 0,10 \pm 0,1 | 3 | 0,15 \pm 0,1 | 3 | 0,15 \pm 0,1 |
| 4 | 0,10 \pm 0,1 | 4 | 0,10 \pm 0,1 | 4 | 0,20 \pm 0,1 |
| 5 | 0,45 \pm 0,1 | 5 | 0,15 \pm 0,1 | 5 | 0,15 \pm 0,1 |
| 6 | X | 6 | 0,20 \pm 0,1 | 6 | 0,10 \pm 0,1 |
| 7 | 0,30 \pm 0,1 | 7 | 0,10 \pm 0,1 | 7 | X |
| 8 | X | 8 | 0,10 \pm 0,1 | 8 | 0,10 \pm 0,1 |

Tableau III-3 : Pertes par propagation des guides étudiés.

Les cases marquées d'un X signifient que les pertes sont très élevées et sont attribuées à un défaut du guide, ces guides d'onde ne sont donc pas exploitables. Nous observons qu'un nombre important de guides présentent des pertes de (0,1 \pm 0,1 dB/cm). Ces pertes faibles sont le fruit des améliorations technologiques apportées durant les étapes de réalisations. En effet, si ce résultat est comparé avec les pertes obtenues en utilisant un masque d'alumine lors du procédé de réalisation, il apparaît que les pertes par propagation ont fortement diminuées, passant de 1,2 dB/cm (Al_2O_3) [58] à 0,1 dB/cm (Si). Ce résultat valide l'utilisation d'un masque en silicium pour réaliser nos dispositifs et confirme la bonne qualité optique de la couche d'acétate de cellulose. Par ailleurs, pour les caractérisations suivantes, nous avons choisi un guide présentant des pertes faibles pour chaque ouverture que nous

nommerons G1, G2 et G3 correspondant alors aux guides ayant une fenêtre de diffusion de 2 μm , 3 μm et 4 μm respectivement.

III.2.3 Synthèse et analyse des résultats

Après avoir mesuré les tailles des champs dans les guides réalisés par échange d'ions, nous les avons comparées avec les simulations dans le Tableau III-1. Nous avons alors remarqué que les temps d'échange et de trempe effectifs étaient plus longs à cause de la thermalisation, que ce que nous n'avions pas pris en compte dans les premières simulations. En effet, les résultats expérimentaux montrent que le guide d'onde ayant le mode à $\lambda_s = 1053 \text{ nm}$ le plus confiné est réalisé avec une fenêtre de diffusion de 4 μm contrairement aux simulations préliminaires du chapitre II qui indiquaient ce résultat pour une fenêtre de 2 μm . En apportant les corrections nécessaires aux simulations, ces dernières deviennent cohérentes avec les mesures. Nous disposons désormais d'un outil de simulation robuste et éprouvé expérimentalement.

Nous avons alors choisi d'étudier les guides réalisés avec des fenêtres d'ouvertures de 2, 3 et 4 μm respectivement nommé G1, G2 et G3, sélectionné grâce aux mesures de pertes car ces trois guides présentent des pertes par propagation très faibles, de $(0,1 \pm 0,1) \text{ dB/cm}$. En utilisant ce paramètre, ainsi que les modes obtenus grâce à la simulation modifiée de la diffusion ionique, le comportement de l'amplificateur réalisé est prévisible grâce aux outils de simulations développés dans le chapitre II. Une simulation du gain net de ces trois guides d'onde amplificateurs est donc effectuée et les résultats sont présentés sur la Figure III-8. Le guide G3 présente le gain le plus élevé. En effet, étant le guide présentant les champs les plus confinés, la densité de population excitée sera plus importante pour une puissance de pompe donnée ce qui rend le gain plus important. Cependant, les autres guides présentant également des gains intéressants, nous avons choisi de caractériser les lasers utilisant ces trois guides.

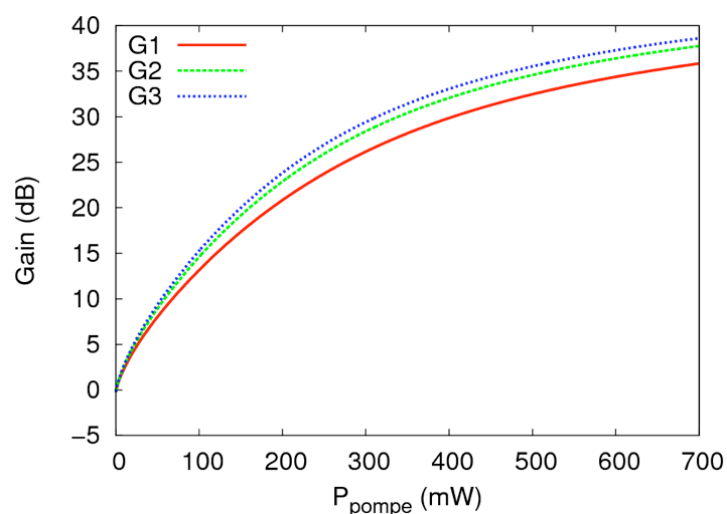


Figure III-8 : Simulation du gain en fonction de la puissance de pompe pour les amplificateurs optiques réalisés avec les guides G1, G2 et G3.

III.3 Caractérisation du laser continu

III.3.1 Structure du laser et méthode de mesure

Cette partie est dédiée à la réalisation du laser Fabry-Perot dimensionné dans le chapitre II. Comme il est représenté sur la Figure III-9, un miroir possédant 99,99% de réflexion à λ_s et 99% de transmission à λ_p est fixé sur la facette d'entrée par capillarité avec du liquide d'indice et la facette de sortie est polie optiquement et laissée nue, l'interface air/verre fournissant une réflexion de 4%.

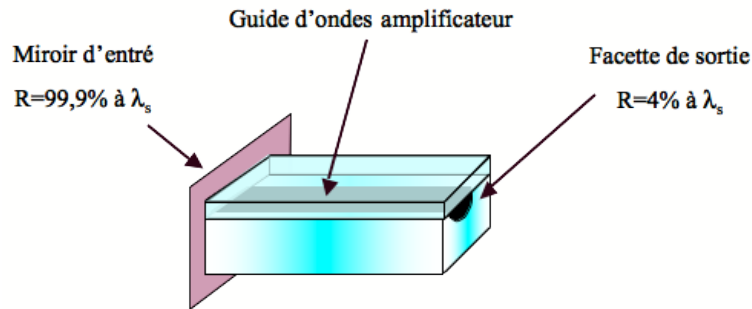


Figure III-9 : Schéma représentant la structure du laser Fabry-Perot.

Nous avons pompé ce laser en utilisant le banc optique de la Figure III-10.

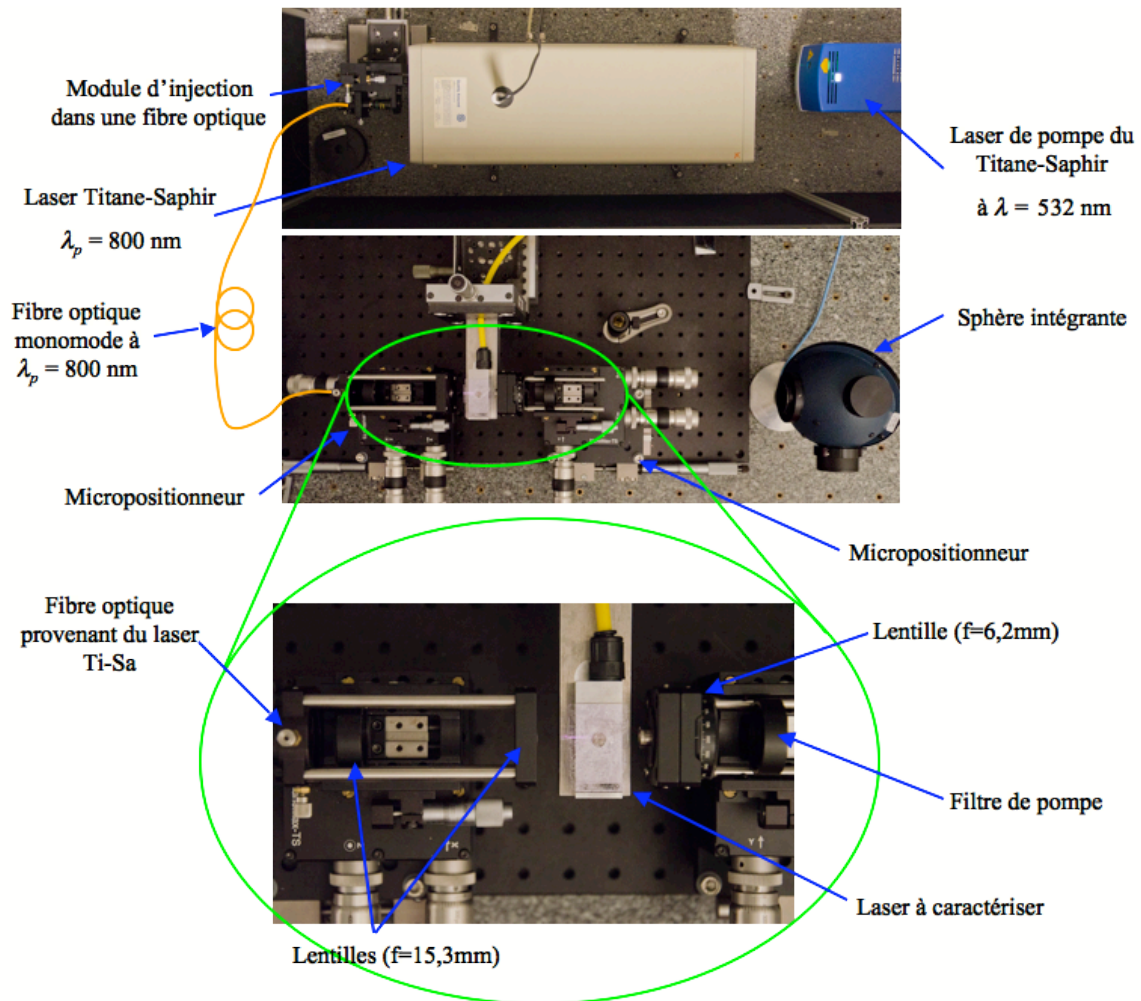


Figure III-10 : Photographie du banc de caractérisation des lasers Fabry-Perot.

Pour fournir le faisceau de pompe, un laser Saphir-Titane émettant à $\lambda_p = 800$ nm est couplé dans une fibre optique monomode à cette longueur d'onde. Celle-ci permet d'amener le faisceau de pompe à l'entrée du banc de caractérisation laser. Ensuite, la pompe est collimatée puis focalisée à l'entrée du laser à caractériser à l'aide d'un système de deux lentilles identiques de distance focale $f = 15,3$ mm et d'ouverture numérique $NA = 0,16$, qui correspond à l'ouverture numérique de la fibre optique. Le signal émis par le dispositif est ensuite collecté à l'aide d'une lentille de distance focale $f = 6,2$ mm et d'ouverture numérique $NA = 0,4$, puis mesuré avec une sphère intégrante calibrée après filtrage de la pompe résiduelle à l'aide d'un filtre passe bas à 40 dB de réjection. L'utilisation d'une sphère intégrante permet de mesurer aisément des puissances élevées tout en restant dans le régime de détection linéaire du photodétecteur.

III.3.2 Étude de l'efficacité de couplage

Afin de mesurer l'efficacité de couplage de la pompe dans le guide d'onde, un échantillon est réalisé en utilisant le même procédé de réalisation que pour l'échantillon actif mais cette fois ci sur un verre IOG1 passif dopé au Lanthane. Ainsi, les guides d'onde réalisés ont les mêmes caractéristiques

que les guides d'onde amplificateurs étudiés précédemment mais ne présentent aucune absorption à la longueur d'onde de pompe. Cet échantillon est ensuite placé sur le banc de caractérisation laser avec le miroir d'entrée collé sur la facette d'entrée du guide, ceci afin de nous placer dans des conditions identiques à l'injection dans les lasers. Grâce à cet échantillon non-dopé, nous avons pu mesurer la puissance couplée dans les guides et en déduire l'efficacité de couplage du banc pour des guides de fenêtre de diffusion de 2 μm , 3 μm et 4 μm . Les résultats obtenus sont présentés dans le Tableau III-4.

| Guide | Puissance lancée | Puissance transmise | Puissance couplée | Efficacité de couplage |
|-----------------|------------------|---------------------|-------------------|------------------------|
| 2 μm | (700 \pm 5) mW | (375 \pm 5) mW | (400 \pm 10) mW | 0,57 \pm 0,02 |
| 3 μm | (700 \pm 5) mW | (390 \pm 5) mW | (420 \pm 10) mW | 0,60 \pm 0,02 |
| 4 μm | (700 \pm 5) mW | (410 \pm 5) mW | (440 \pm 10) mW | 0,63 \pm 0,02 |

Tableau III-4 : Coefficient de couplage de la pompe dans les guides d'onde.

On remarque que la puissance couplée est plus importante que la puissance transmise. Cela est dû aux pertes par propagation de 0,3 dB sur la longueur de l'échantillon utilisé pour cette mesure. Étant donné que nous disposons de 700 mW comme puissance maximale en sortie de fibre optique, la puissance de pompe couplée maximale dans les guides d'onde sera de 400 mW, 420 mW et 440 mW pour les guides de 2 μm , 3 μm et 4 μm respectivement. Afin d'obtenir ces couplages, le banc de mesure a été optimisé en utilisant un guide de 4 μm , ce qui explique le maximum de couplage pour ce guide.

III.3.3 Caractérisation de la puissance émise par les lasers

Connaissant la puissance de pompe effectivement couplée dans les lasers, la puissance du signal en sortie des trois lasers a été mesurée en fonction de la puissance de pompe couplée en utilisant le banc de caractérisation laser décrit sur la Figure III-10. Les lasers caractérisés ici sont réalisés avec l'échantillon actif dont nous avons préalablement caractérisé les pertes en utilisant les guides G1, G2 et G3 (cf Tableau III-3). Les résultats obtenus sont tracés sur la Figure III-11.

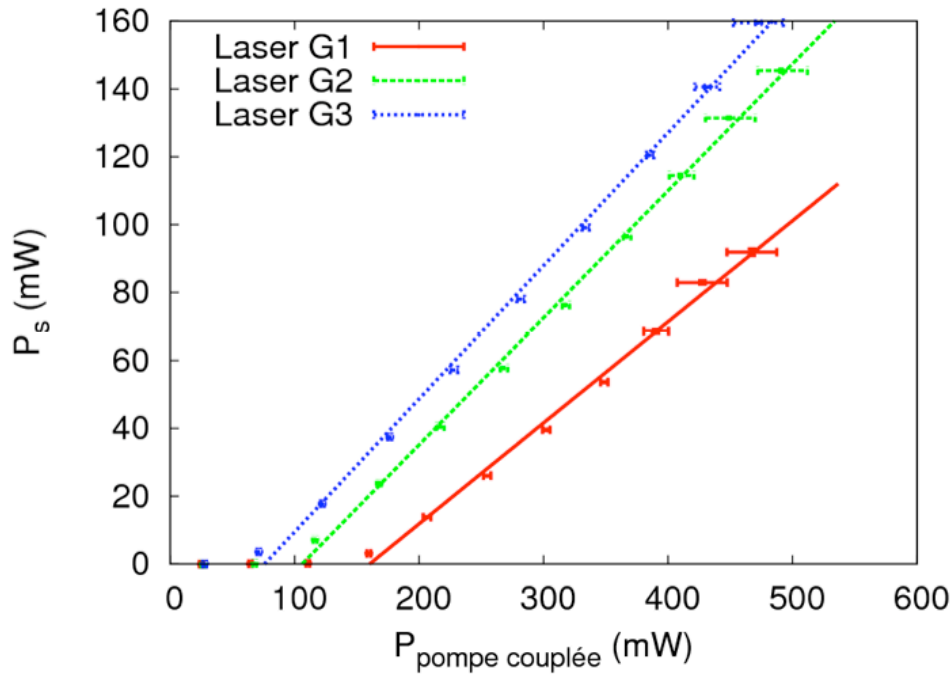


Figure III-11 : Puissance de sortie des lasers Fabry-Perot en fonction de la puissance de pompe couplée.

La puissance de seuil de chacun de ces lasers et leur l'efficacité sont extraites de ces mesures et répertoriées dans le Tableau III-5.

| Laser | Seuil (mW) | Efficacité |
|-------|--------------|-----------------|
| G1 | 164 ± 28 | $0,29 \pm 0,02$ |
| G2 | 107 ± 15 | $0,37 \pm 0,02$ |
| G3 | 76 ± 8 | $0,39 \pm 0,01$ |

Tableau III-5 : Puissance de seuil et efficacité des dispositifs étudiés.

Comme observé dans la partie III.2, le champ qui se propage dans le guide G3 est le plus confiné, il présente donc un gain plus important pour une puissance de pompe donnée. Par conséquent, le laser réalisé avec ce guide d'onde présente une puissance seuil plus faible ainsi qu'une meilleure efficacité. Également, selon ces résultats, plus le champ est déconfiné, plus la puissance de seuil est élevée et l'efficacité faible. Ainsi ces mesures sont en accord avec les résultats sur les tailles des champs et montrent également que le fonctionnement des lasers sans miroir de sortie est possible comme prévu dans le chapitre II. Cependant, l'efficacité des lasers reste assez faible en comparaison avec les simulations prédictives réalisées dans le chapitre II.

III.3.4 Comparaison avec les outils de simulations

Afin de comparer les mesures avec les simulations du laser, nous avons tracé sur la Figure III-12 la mesure effectuée de caractéristique du laser utilisant le guide G3 ainsi que la simulation de la

puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe couplée pour le même laser. Pour cette simulation, les pertes par propagations sont fixées à 0,1 dB/cm aux longueurs d'onde de pompe et de signal comme mesuré dans la partie III.2.2.2, et le modèle de diffusion avec les temps d'échange et de trempe modifiés fixés dans la partie III.2.2.1 est utilisé.

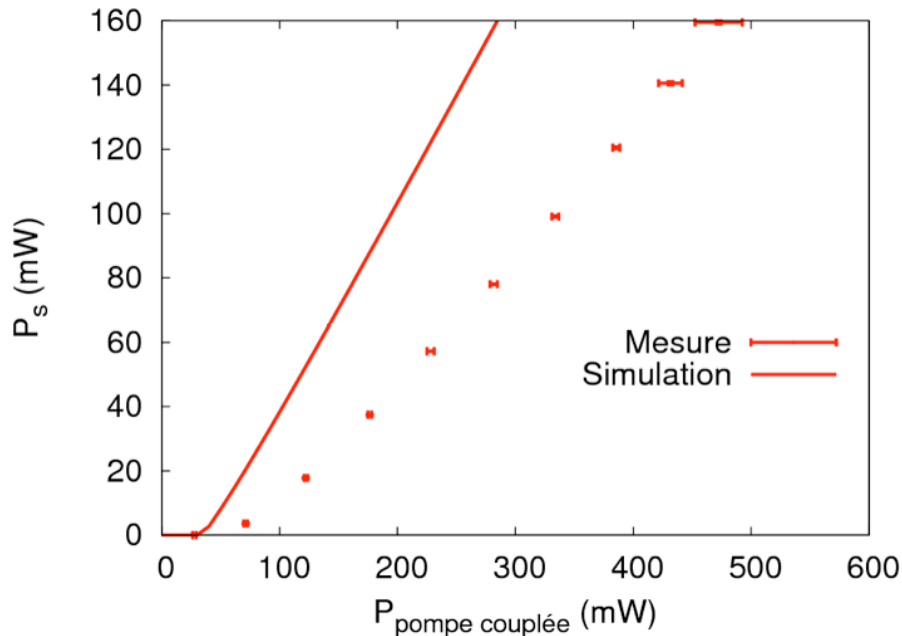


Figure III-12 : Comparaison de la mesure avec la simulation du laser réalisé avec le guide G3.

Une nette différence entre la simulation et la mesure est visible sur cette figure. En effet, la puissance de seuil du laser simulé est plus faible et son efficacité plus importante. Nous avons identifié deux explications à ce problème.

Premièrement, la valeur du coefficient d'up-conversion utilisé dans les simulations est la seule donnée du matériau qui n'est pas fournie par le constructeur du verre IOG1 dopé. Cette donnée peut donc être erronée. Des simulations effectuées en faisant varier uniquement ce paramètre montrent qu'une variation de ce coefficient impacte principalement la puissance de seuil du laser. En effet, le phénomène d'up-conversion est important lorsque beaucoup d'atomes sont sur le niveau métastable dans le guide d'onde. Or, lors du fonctionnement du laser continu, l'émission stimulée vient diminuer la densité de population d'atomes excités. Ce paramètre n'influe donc que lors du pompage de la cavité pour atteindre le seuil.

Un deuxième effet que nous n'avons pas pris en compte dans les simulations est le facteur de pertes introduit par les miroirs. En effet, comme il a été montré par J-M. Jouanno [51], si l'angle entre le miroir et le guide d'onde n'est pas exactement 90° mais présente un décalage angulaire θ , les pertes peuvent rapidement augmenter. De plus, le miroir d'entrée est fixé par capillarité avec du liquide d'indice d'épaisseur non négligeable par rapport à la longueur d'onde, le faisceau laser parcourt alors 2 fois l'épaisseur du liquide d'indice en espace libre ce qui le fait diverger avant son recouplage dans le guide d'onde amplificateur comme représenté sur la Figure III-13. Cet effet a comme conséquence

d'augmenter les pertes à la longueur d'onde du signal, ce qui augmente la puissance de seuil du laser et diminue son efficacité.

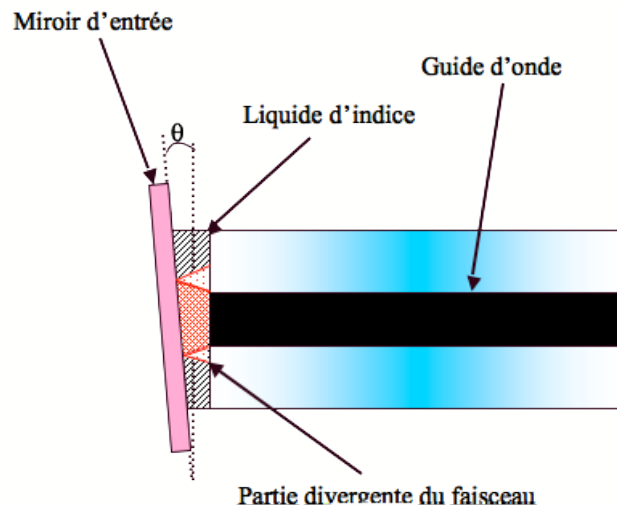


Figure III-13 : Schéma représentant les origines des pertes dues au miroir

Ayant identifié les deux phénomènes qui peuvent être à l'origine de la différence entre la simulation du laser et la mesure, nous les avons fait varier afin d'essayer d'ajuster le modèle sur la mesure pour le guide G3.

Dans un premier temps, nous avons réglé les pertes induites par les miroirs afin d'obtenir la même efficacité en simulation qu'en mesure (cf Figure III-14). Les résultats des simulations montrent que les pertes induites par le désalignement du miroir sont de 4,5 dB environ.

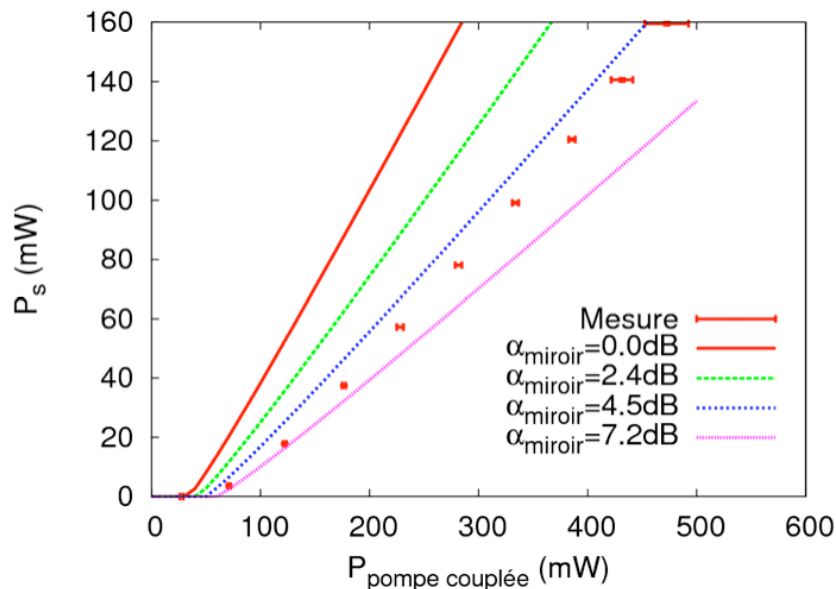


Figure III-14 : Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe pour différents coefficients de pertes par les miroirs pour le guide G3.

Dans un deuxième temps, nous avons réglé le coefficient d'up-conversion du matériau afin que la puissance de seuil du laser simulé soit identique à celui mesuré comme le montre la Figure

III-15. Nous avons déduit que le coefficient d'up-conversion de notre matériau était de $1,9 \cdot 10^{-22} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ au lieu de la valeur de $1,1 \cdot 10^{-22} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ fournie par R. Salas-Montiel *et al.* [58].

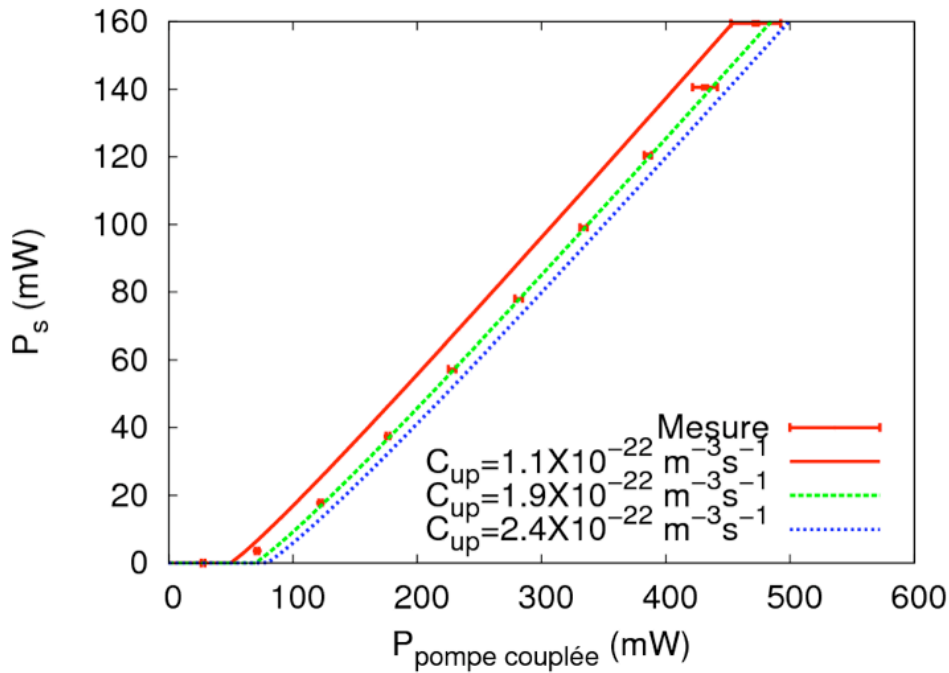


Figure III-15 : Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe pour différents coefficients d'up-conversion pour le guide G3.

En conclusion, dans cette partie, un laser continu de type Fabry-Perot tel qu'il a été dimensionné dans le chapitre II est réalisé et caractérisé. Le fonctionnement d'un tel type de structure est donc mis en évidence. De plus, à l'aide des résultats expérimentaux obtenus, les deux paramètres indéterminés dans les outils de simulations développés au chapitre II (C_{up} et α_{miroir}) ont pu être calculés.

III.4 Réalisation et caractérisation du laser impulsionnel

III.4.1 Réalisation et caractérisation de l'absorbant saturable

Pour réaliser le laser Q-switch, le substrat en acétate de cellulose (AC) pur doit être remplacé par une couche dopée au BDN. Le processus utilisé pour ce dopage est représenté sur la Figure III-16. Tout d'abord, un mélange d'acétone et de BDN est réalisé afin d'obtenir le dopage en absorbant saturable désiré. Puis l'AC est ajouté à la solution permettant la réalisation du polymère. Finalement, le mélange est déposé sur le substrat puis séché sous vide à 150°C pour obtenir une polymérisation transparente.

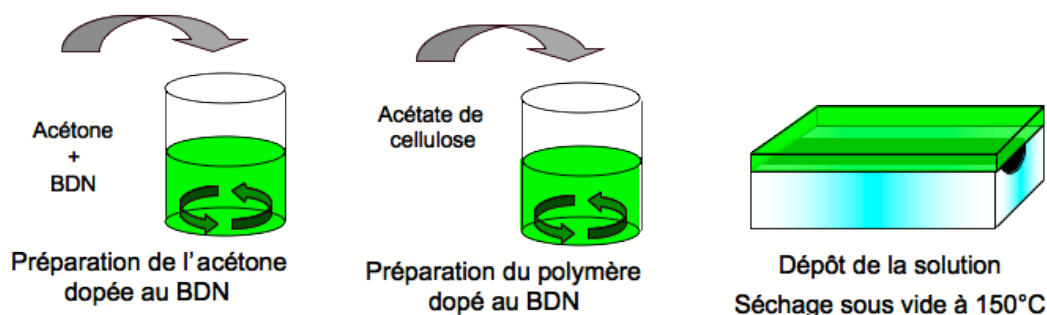


Figure III-16 : Procédé de réalisation de la couche d'acétate de cellulose dopée BDN.

Dans un premier temps, nous avons observé la qualité du dépôt pour des concentrations de BDN dans l'AC de $7 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $10 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ et $15 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ au microscope optique. Les photographies effectuées sont présentées sur la Figure III-17.

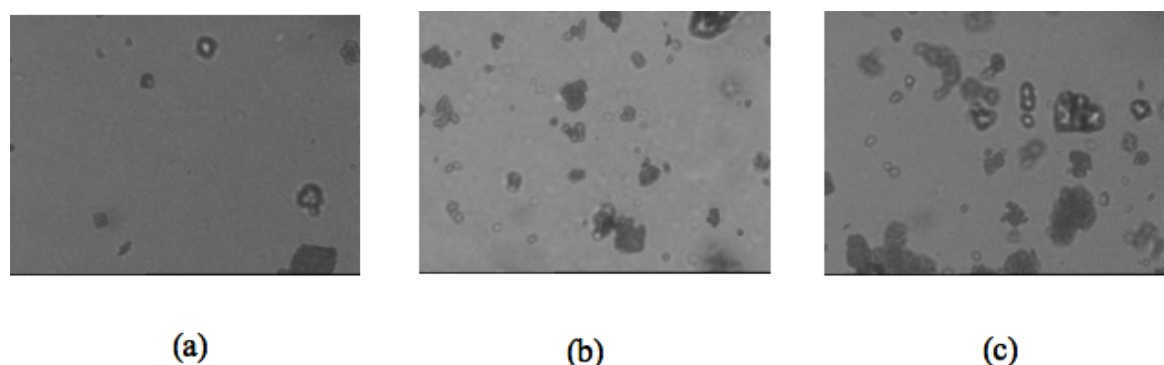


Figure III-17 : Photographies des couches d'acétate de cellulose dopées avec du BDN pour des concentrations de $7 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (a), 10^{24} m^{-3} (b) et $1,5 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ (c) au microscope optique avec un objectif x50

Pour des concentrations dépassant 10^{24} m^{-3} , des agrégats de BDN sont visibles dans la couche d'AC (cf Figure III-17). Nous considérons donc que cette concentration est la limite supérieur à ne pas dépasser pour ne pas créer de pertes supplémentaires.

Dans un second temps, afin de déterminer la section efficace d'absorption du BDN dans une matrice d'AC, nous avons étudié son absorption en fonction de sa concentration dans le polymère. Les concentrations utilisées dans cette étude sont répertoriées dans le Tableau III-6.

| N° du dépôt | C_{BDN} ($\mu\text{g/ml}$) | m_{AC} (g) | $V_{\text{acétone}}$ (ml) | C_{BDN} (m^{-3}) |
|-------------|---------------------------------------|---------------------|---------------------------|--------------------------------------|
| D1 | 2 | 0,4 | 25 | $1,2 \times 10^{23}$ |
| D2 | 7 | 0,4 | 25 | $4,2 \times 10^{23}$ |
| D3 | 10 | 0,4 | 25 | $6,0 \times 10^{23}$ |
| D4 | 15 | 0,4 | 25 | $9,0 \times 10^{23}$ |

Tableau III-6 : Concentrations de BDN dans l'AC étudiées.

L'absorption en fonction de la concentration a été mesurée dans le but de déterminer la section efficace d'absorption du BDN dans une matrice polymère d'AC. C'est pourquoi, l'absorption du BDN est mesurée après dépôt de la couche du polymère. En effet, une étude en volume avec une cuve

contenant de l'acétone et du BDN aurait été fautive car la section efficace du matériau dépend de la matrice hôte. De plus, l'acétate de cellulose ne polymérise que sous forme de film relativement mince, il n'est pas possible de le caractériser en volume.

Afin de déterminer les paramètres (σ_{abs1} , σ_{abs2} et τ) du modèle du BDN, chacune de ces couches d'AC dopées sont tour à tour déposées sur notre échantillon. La transmission des guides G1, G2 et G3 en fonction du dopage de l'AC est mesurée grâce au banc optique d'injection de la Figure III-6. Utilisant la même procédure que lors de la mesure des pertes, le coefficient d'absorption du BDN-AC est extrait et représenté sur la Figure III-18.

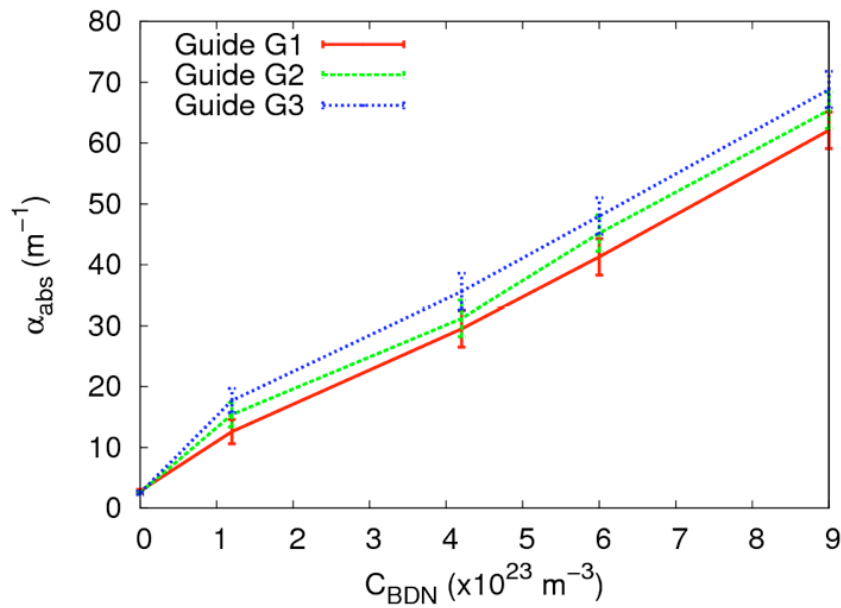


Figure III-18 : Coefficient d'absorption en fonction de la concentration en BDN dans la couche d'AC pour chaque guide étudié.

Étant donné que la mesure de transmission est effectuée à faible puissance, le BDN peut être considéré comme étant toujours sur son état fondamental. Le coefficient d'absorption de la couche dopée peut alors s'écrire :

$$\alpha_{abs} = \alpha_{off} + \alpha_{prop} = \eta \cdot \sigma_{abs1} \cdot C_{BDN} + \alpha_{prop} \quad (3.6)$$

où η est le recouvrement entre le mode à λ_s et la couche d'absorbant saturable, σ_{abs1} est la section efficace d'absorption du BDN dans l'AC, C_{BDN} est la concentration en BDN dans l'AC et α_{prop} est le coefficient de perte par propagation du guide d'ondes. Selon cette équation, le coefficient directeur de la courbe est égal à $\eta \cdot \sigma_{abs1}$.

La forme des champs guidés dans les différents guides a été calculée grâce aux modèles numériques de diffusion ce qui a permis de calculer η , l'intégrale de recouvrement entre le mode guidé et le superstrat. Nous avons obtenu le même coefficient η à 0,01% près pour chacun des guides : $\eta=0,53\%$. Ceci explique que les pentes des trois courbes tracées sur la Figure III-18 soient égales entre elles et

nous permet de calculer la section efficace d'absorption du BDN à l'état absorbant: $\sigma_{abs1} = (1,3 \pm 0,3) \times 10^{-20} \text{ m}^2$.

Cependant, ne disposant pas du matériel nécessaire à une mesure pompe-sonde au laboratoire, la section efficace d'absorption du niveau non-saturable du BDN dans l'acétate de cellulose n'a pas pu être calculée. La valeur $\sigma_{abs2} = 2,3 \times 10^{-21} \text{ m}^2$, mesurée dans l'article [65], est donc utilisée dans nos modèles. Finalement, le temps de relaxation du BDN $\tau = 5,6 \text{ ns}$ étant mesuré dans la même matrice hôte [66], cette valeur sera conservée dans les modèles.

III.4.2 Détermination théorique de la concentration en BDN optimale

Afin de déterminer l'optimum de concentration en BDN, nous avons utilisé l'outil de simulation du laser impulsif Q-switch passif développé dans le chapitre II en utilisant les paramètres de la cavité laser calculés dans la partie III.3.4 ainsi que les paramètres du BDN dans l'AC déterminées dans la partie précédente. Le guide d'onde utilisé est le guide G3 dont la cavité est en configuration Fabry-Perot 100%-4%. La puissance crête des impulsions en sortie de ce dispositif est calculée pour des concentrations en BDN dans l'AC allant de $5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ à $13 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (cf Figure III-19).

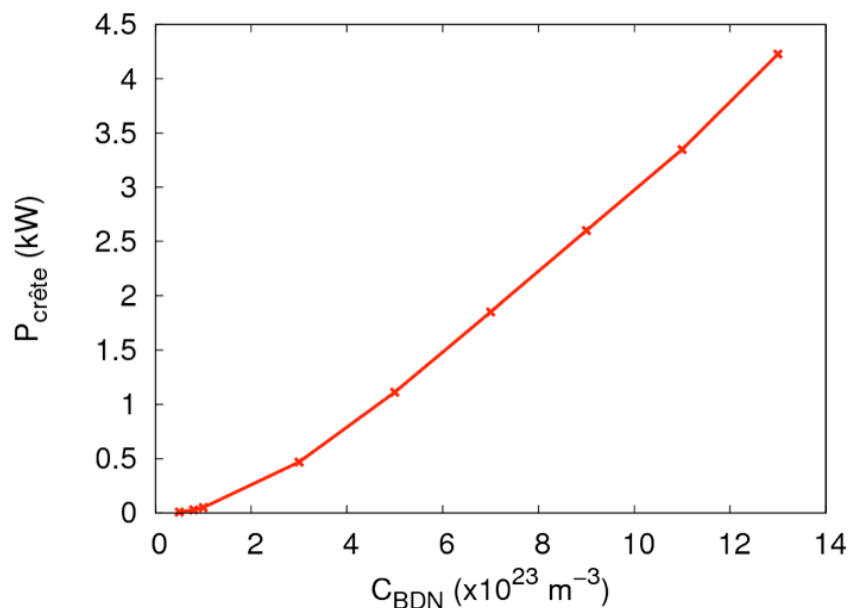


Figure III-19 : Puissance crête calculée des impulsions en fonction de la concentration en BDN dans l'AC dans le cas du laser réalisé avec le guide G3.

Selon les calculs, le laser impulsif devrait pouvoir émettre des impulsions ayant une puissance crête supérieure au kW pour des concentrations en BDN situées entre $4 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ et $13 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

III.4.3 Caractéristiques des lasers Q-switch

Nous avons déterminé par simulation dans la partie précédente que les impulsions atteignaient une puissance crête maximale pour une concentration de $13 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Cependant, étant donné l'apparition des agrégats pour des concentrations supérieures à 10^{24} m^{-3} , nous avons choisi de réaliser nos premières caractérisations avec une valeur nominale de $9 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

III.4.3.1 Test à la concentration nominale

Le laser Q-switch a été réalisé en recouvrant la puce active avec une couche d'AC dopée au BDN ayant une concentration nominale de $9 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Étant donné que le guide d'onde amplificateur G3 présente un gain optimal, nous avons caractérisé le laser impulsionnel utilisant ce guide.

La pompe est injectée afin d'observer le comportement de ce laser. Cependant, un phénomène de destruction du superstrat a été observé. Lors de l'injection de la pompe dans le guide d'onde, un démarrage du laser était observable, mais ce dernier cessait de fonctionner après quelques secondes. Un fort rayonnement du flux de pompe était ensuite observable sous la forme de points rouges répartis aléatoirement à la surface du guide. On peut penser que ce sont les agrégats formés par le BDN dans l'AC présentés sur la Figure III-17, qui, en absorbant le flux de photon très important ont entraîné une dégradation locale du superstrat. Nous pouvons donc en déduire que les puissances internes à la cavité étaient trop élevées.

A la vue de ce premier résultat et afin de déterminer la puissance crête maximale que peut atteindre notre dispositif sans dégradation du superstrat, nous avons réalisé une étude sur la caractéristique des impulsions émises par le laser en fonction de la concentration en BDN dans la couche d'AC.

III.4.3.2 Détermination expérimentale de la concentration en BDN optimale

Dans cette partie, trois lasers impulsionnels avec différentes concentrations de BDN ($1,2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $4,2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ et $6 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$) sont réalisés. Pour cela, une couche d'AC dopée avec une première concentration est déposée sur la puce active qui est ensuite caractérisée. Puis, tour à tour, la première couche est retirée en la dissolvant dans de l'acétone avant qu'une autre couche ayant la concentration suivante soit déposée et le laser impulsionnel de nouveau caractérisé.

Pour chacun des lasers impulsionnels, la procédure suivante est utilisée pour caractériser les impulsions émises :

Tout d'abord, afin de caractériser la puissance moyenne (P_{moy}) en sortie de chacun de ces lasers impulsionnels, nous mesurons les échantillons sur le même banc de mesure que pour les lasers continus (Figure III-10). Puis, pour caractériser la forme des impulsions, leur largeur (τ_{pulse}) et leur fréquence de répétition (f_{rep}), le banc de caractérisation décrit sur la Figure III-20 est utilisé. Dans ce cas, le faisceau de sortie du laser impulsionnel est focalisé sur un photodétecteur rapide ayant une

bande passante de 3 GHz relié à un oscilloscope de 6 GHz de bande passante. Ce système permet alors de visualiser l'évolution temporelle des impulsions. Finalement, connaissant ces trois paramètres : P_{moy} , τ_{pulse} et $f_{rép}$, l'énergie par impulsion (E_{pulse}) ainsi que la puissance crête ($P_{crête}$) d'une impulsion sont déduites selon les relations suivantes :

$$\begin{cases} E_{pulse} = \frac{P_{moy}}{f_{rép}} \\ P_{crête} = \frac{E_{pulse}}{\tau_{pulse}} \end{cases} \quad (3.7)$$

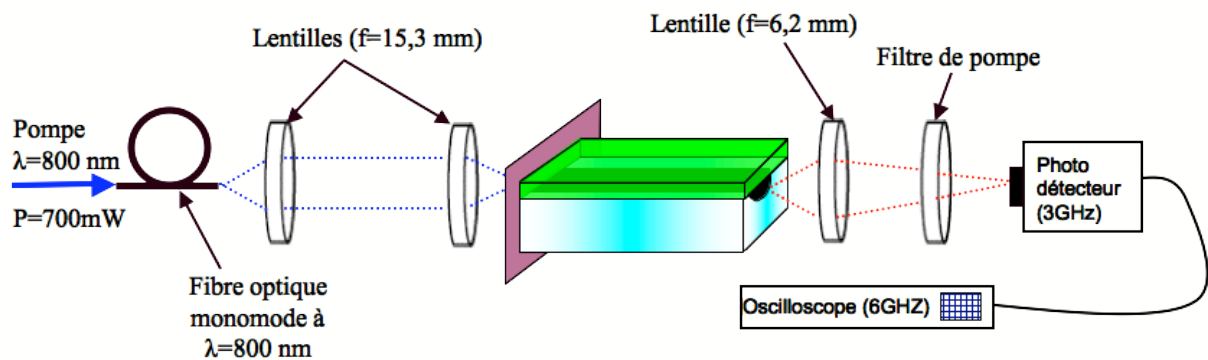


Figure III-20 : Banc de caractérisation de la forme temporelle des impulsions.

III.4.3.3 Résultats

Le banc de caractérisation de la Figure III-20 est donc utilisé pour étudier le comportement du laser impulsionnel en fonction de la concentration en BDN en utilisant le guide G3 comme amplificateur. La puissance moyenne des lasers impulsionnels est mesurée (cf Figure III-21 (a)) de même que leur fréquence de répétition et la durée des impulsions émises (cf Figure III-21 (b)).

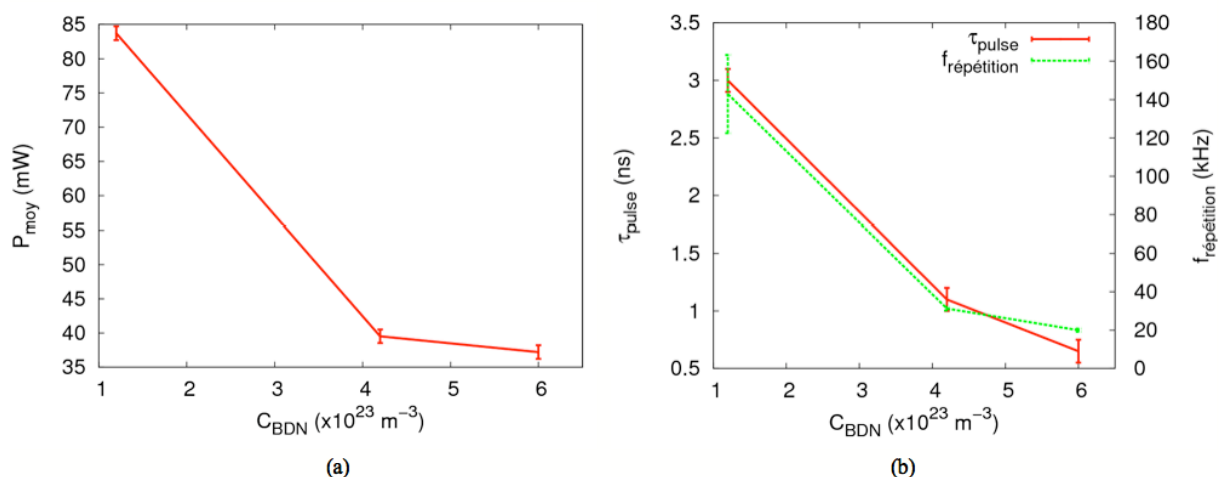


Figure III-21 : Puissance moyenne (a), fréquence de répétition et durée d'impulsion (b) des lasers impulsionnels utilisant le guide G3 en fonction de la concentration en BDN.

Puis, en utilisant les relations (3.7), la puissance crête de chacun des laser impulsionnels est extraite. Ces résultats sont présentés sur la Figure III-22.

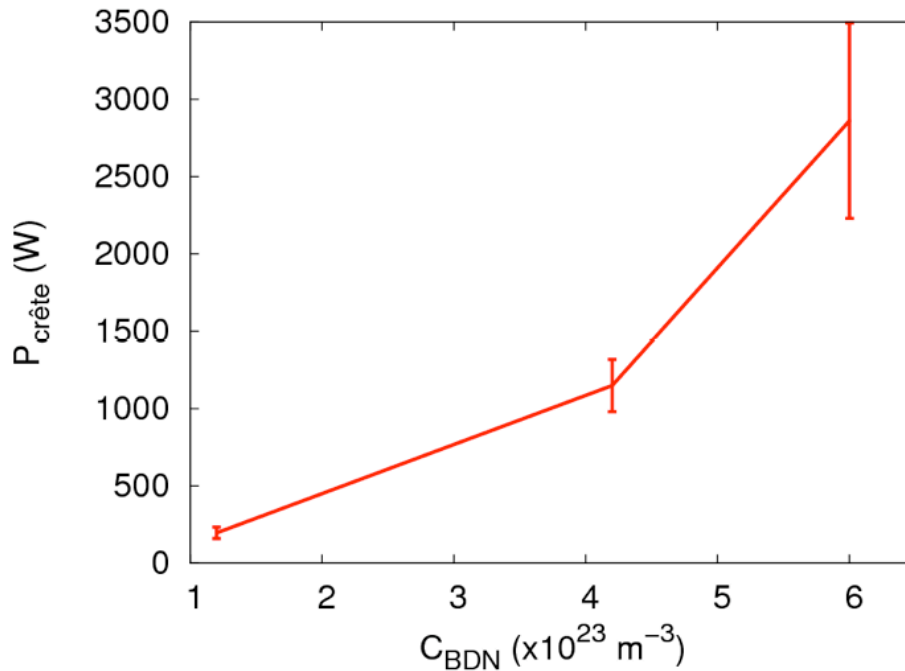


Figure III-22 : Puissance crête des impulsions générées par les lasers impulsionnels utilisant le guide G3 en fonction de la concentration en BDN dans l'acétate de cellulose.

Sur la Figure III-22, le même comportement est observé que celui prévu par les simulations réalisées dans la partie III.4.2. En effet, la puissance crête des impulsions augmente rapidement avec la concentration en BDN. Étant donné notre objectif d'obtenir un maximum de puissance crête, la concentration en BDN de $6x10^{23} m^{-3}$ se révèle être très intéressante car elle permet d'obtenir des impulsions de $(2,8 \pm 0,6)$ kW crête pour notre dispositif ; Cette valeur est maximale car, pour les concentrations supérieures, la dégradation du superstrat est observée. On observe également des barres d'incertitudes importantes pour cette concentration. Ceci est dû à des instabilités sur la puissance de pompe qui cause alors des instabilités importante sur la fréquence de répétition du laser impulsionnel et à la mesure des durées d'impulsions précises à 0,1 ns.

Ainsi, dans sa configuration optimale, le laser impulsionnel présente un taux de répétition $T_{rep} = (50 \pm 2)$ μs et une durée d'impulsion $\tau_{pulse} = (0,65 \pm 0,1)$ ns visible sur les Figure III-23 (a) et Figure III-23 (b) respectivement. La puissance moyenne est mesurée à $P_{moy} = (37 \pm 1)$ mW, ce qui a permis en utilisant les équations (3.7) de calculer l'énergie des impulsions $E_{pulse} = (1,86 \pm 0,2)$ μJ et la puissance crête $P_{crête} = (2,8 \pm 0,6)$ kW.

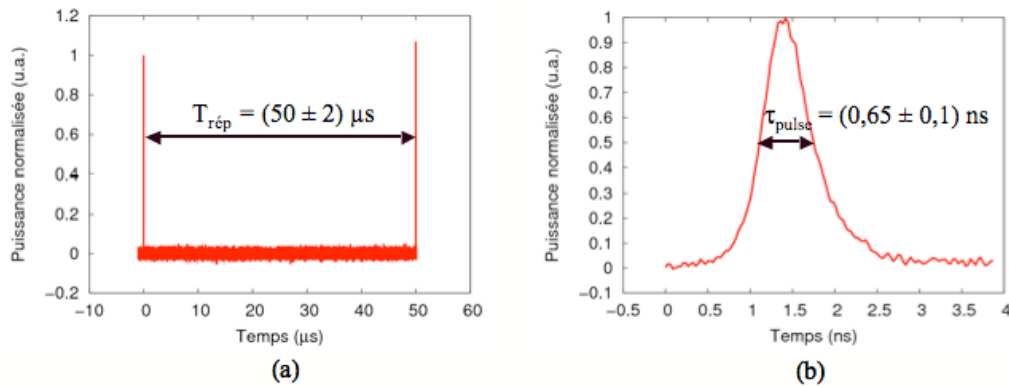


Figure III-23 : Forme temporelle des impulsions en sortie du laser impulsionnel réalisé avec le guide G3 et une concentration en BDN de $6 \times 10^{23} m^{-3}$.

En résumé, dans cette partie, l'évolution de la puissance crête des lasers impulsionnels a été étudiée en fonction de la concentration en BDN dans le superstrat. Pour le laser impulsionnel réalisé avec le guide G3, dont le champ est le plus confiné, et en dopant l'AC avec une concentration en BDN de $6 \times 10^{23} m^{-3}$, il est possible d'obtenir des impulsions ayant une puissance crête supérieure au kW. Cependant, si la concentration du superstrat est plus élevée, celui-ci se trouve dégradé. Comme nous l'avons précisé dans notre état de l'art des sources supercontinuum, une puissance crête supérieure au kW est nécessaire pour la génération de supercontinuum dans les fibres à cristaux photoniques. Le laser impulsionnel étudié dans cette partie devrait donc le permettre.

III.5 Source supercontinuum

III.5.1 Montage expérimental

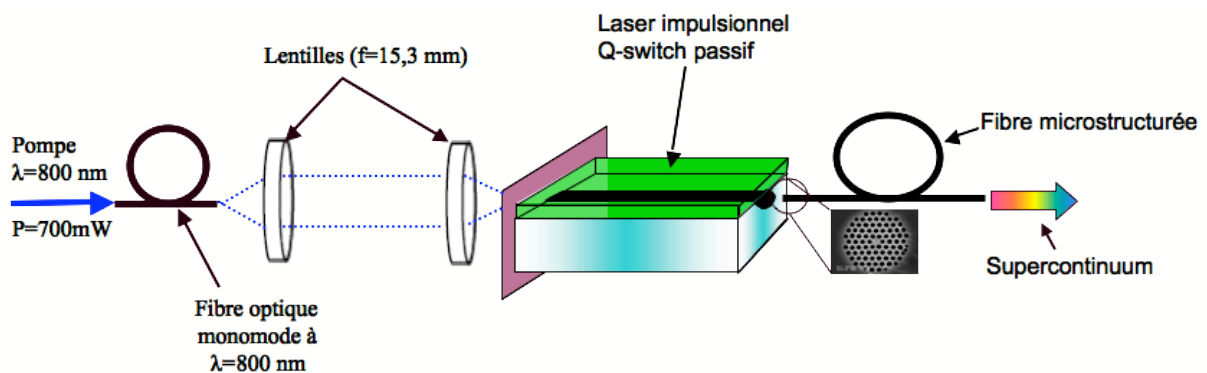


Figure III-24 : Montage expérimental de la source supercontinuum

Pour générer un supercontinuum, le faisceau du laser impulsionnel le plus puissant que nous avons réalisé de $(2,8 \pm 0,6) kW$ crête est couplé dans une fibre à cristaux photoniques de 8 mètres de long fournie par la société Leukos (Figure III-24). Cette fibre, dont l'image de la section transverse est présentée sur la Figure III-25, possède un cœur dont la partie centrale est entouré de trous remplis d'air

selon un arrangement hexagonal régulier. Le cristal photonique ainsi créé permet d'assurer une propagation monomode sur une gamme de longueur d'onde allant de l'ultraviolet à l'infrarouge, de gérer le zéro de dispersion de la fibre optique (à 1000 nm dans ce cas) ainsi que d'obtenir un confinement élevé de l'énergie lumineuse (diamètre du champ à 1/e de $3,7\mu\text{m}$ à λ_s). Ces trois caractéristiques combinées permettent d'exhausser les effets non-linéaires au cours de la propagation afin d'élargir le spectre de l'onde laser couplée jusqu'à obtenir un supercontinuum.

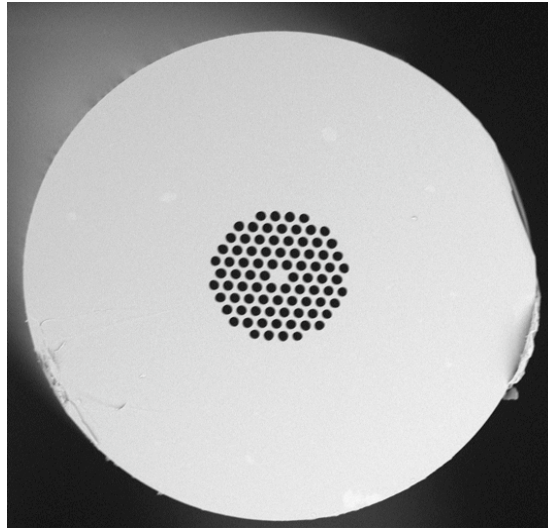


Figure III-25 : Image de la coupe transverse de la fibre microstructurée réalisée avec un microscope électronique à balayage.

III.5.2 Première observation

La première mise en évidence de la génération de supercontinuum a été faite en collimatant le faisceau émis en sortie de fibre puis en le dispersant avec un prisme. Le montage effectué est présenté sur la photographie de la Figure III-26. La Figure III-27 montre l'arc-en-ciel obtenu sur un écran et photographié avec un appareil numérique équipé d'un capteur silicium. Sur la Figure III-27, les parties verte, orange et rouge du spectre sont clairement visibles ainsi que les puissances de pompe et de signal résiduelles détectées par le capteur CCD.

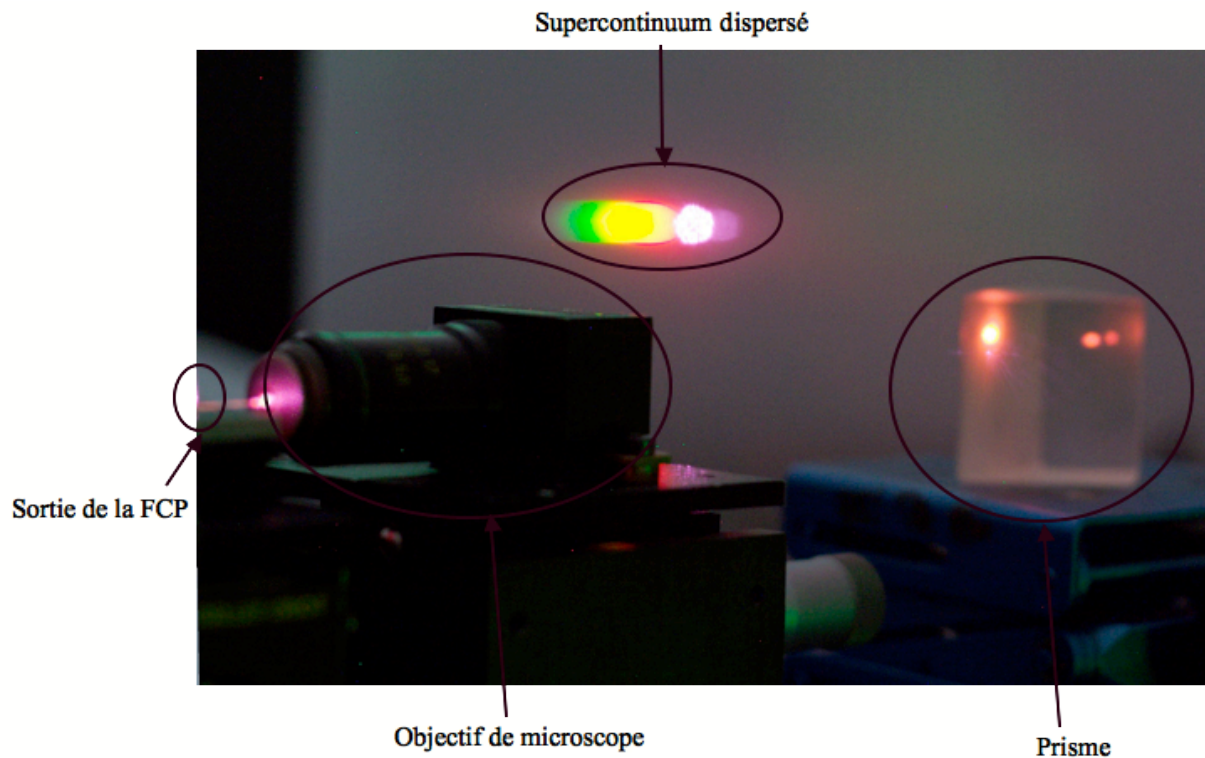


Figure III-26 : Schéma de la source supercontinuum dont le signal de sortie est dispersé au travers d'un prisme.

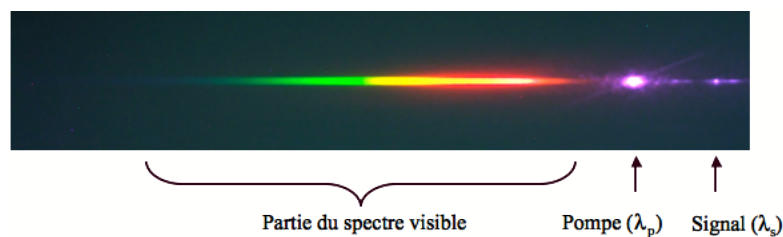


Figure III-27 : Photographie du faisceau émis par la source supercontinuum après dispersion au travers d'un prisme.

III.5.3 Mesure du spectre généré

Pour mesurer le spectre du faisceau émis, nous l'avons couplé dans deux analyseurs de spectre différents. Le premier (Ocean Optics (USB2000+VIS+NIR)) est sensible pour des longueurs d'onde allant de 200 nm à 900 nm tandis que le second (Anritsu M59710B) détecte les longueurs d'onde comprises entre 700 nm et 1700 nm. En superposant les deux spectres mesurés sur la gamme de longueur d'onde où ils se recouvrent, le spectre présenté sur la Figure III-28 est obtenu. Ce spectre n'est pas cohérent avec la première observation effectuée. En effet, sur la Figure III-27, la puissance décroît à mesure que l'on va vers la couleur bleue tandis que la densité spectrale de puissance mesurée semble constante dans le visible.

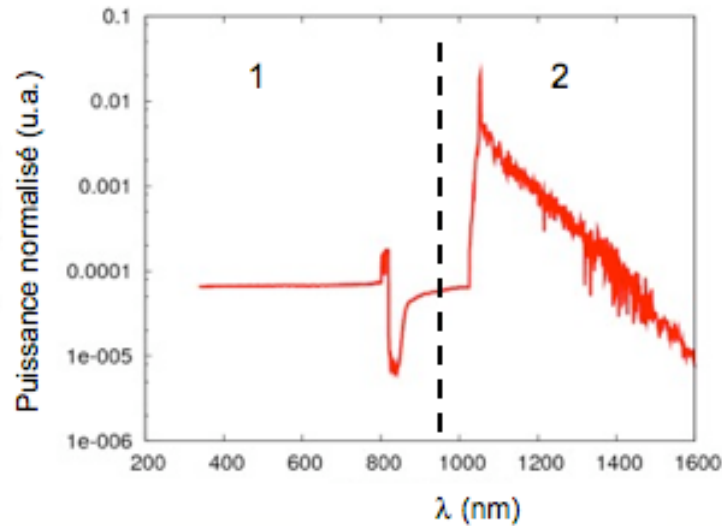


Figure III-28 : Densité spectrale en sortie de la source supercontinuum sans corrections.

En fait, il est expliqué dans la notice technique de l'analyseur Ocean Optics (USB2000+VIS+NIR), que cet appareil utilise une barrette de capteurs dont chaque pixel est affecté à une longueur d'onde. Ce système présente l'avantage de la rapidité, mais lorsqu'un pixel est fortement saturé, il génère un courant de fuite qui biaise la mesure effectuée sur les autres pixels. Étant donné la forte puissance résiduelle à 800 nm (la longueur d'onde de pompe du laser), nous en avons déduit que ce spectromètre avait une forte probabilité d'être saturé par la pompe résiduelle mesurée.

Nous avons donc modifié notre méthode de mesure du spectre en optant pour une approche discrète dans le visible. Ainsi, les puissances émises à 440 nm, 490 nm, 530 nm et 630 nm sont mesurées en utilisant des filtres passe-bande de 10 nm de large centrés sur ces longueurs d'onde. Quant à la mesure du spectre dans l'infrarouge proche, elle est aussi effectuée en deux temps. Dans un premier temps, le spectre de 700 nm à 1100 nm est mesuré sans filtre grâce à l'analyseur de spectre Anritsu M59710B. Dans un deuxième temps, un filtre passe-haut est utilisé pour couper les longueurs d'onde inférieures à 1100 nm avant de mesurer le spectre entre 1100 nm et 1600 nm, ce qui a permis d'éviter tout repliement du spectre sur l'analyseur utilisé pour mesurer la partie IR. Cette approche a permis d'obtenir le spectre présenté sur Figure III-29.

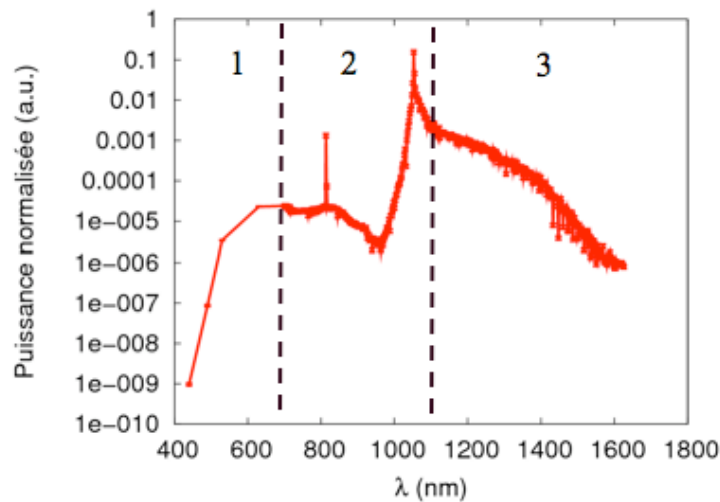


Figure III-29 : Densité spectrale de puissance en sortie de la source supercontinuum.

Cette fois-ci, le spectre est conforme à notre observation visuelle. Il s'étend de 400 nm jusqu'à 1600 nm. Cette mesure démontre donc la possibilité de générer un supercontinuum en injectant une fibre à cristaux photoniques avec un laser Q-switch intégré sans avoir recours à une optique de couplage. Le spectre généré ici se rapproche des supercontinua réalisés dans l'état de l'art dont le spectre peut s'étendre de 200 nm à 2000 nm (correspondant aux limitations de la fibre). De plus, pour des applications comme la TOC, toute la bande spectrale n'est pas nécessaire. Étant donné que la partie dans le proche infrarouge est souvent utilisée (625 nm à 975 nm dans l'article [68] ou encore 1100 nm à 1500 nm dans l'article [69]), la source supercontinuum pourrait être utilisée pour ce type d'application en utilisant des filtres passe-bande pour utiliser la gamme spectrale désirée.

III.6 Synthèse des résultats

Notre objectif était de démontrer la faisabilité d'une source supercontinuum basée sur l'injection d'une fibre à cristaux photoniques par un laser impulsionnel Q-switch intégré. Les résultats présentés précédemment montrent que cet objectif a été atteint avec succès. D'une façon plus détaillée, les caractéristiques du dispositif réalisé permettant la génération du supercontinuum sont présentées dans le Tableau III-7.

| <u>Guide d'onde actif :</u> | | |
|--|---|--|
| Paramètres de réalisation | Fenêtre de diffusion | 4 μm |
| Caractéristiques à $\lambda = 800 \text{ nm}$ | Modalité | Monomode |
| | Pertes de propagation | (0,1 \pm 0,1) dB/cm |
| Caractéristiques à $\lambda = 1053 \text{ nm}$ | Modalité | Monomode |
| | Pertes de propagation | (0,1 \pm 0,1) dB/cm |
| | Tailles de champs (1/e) | (7,5 \pm 0,3) x (5,7 \pm 0,3) μm |
| <u>Laser continu :</u> | | |
| Caractéristiques à λ_p | Coefficient de couplage de la pompe dans le guide | (63 \pm 2)% |
| | Puissance de pompe maximale couplée | (440 \pm 10) mW |
| Caractéristiques à λ_s | Puissance de sortie maximale | (160 \pm 5) mW |
| | Efficacité | (0,39 \pm 0,01) |
| | Puissance seuil | (76 \pm 8) mW |
| <u>Laser impulsionnel Q-switch :</u> | | |
| Caractéristiques de réalisation | C_{BDN} | (6,0 \pm 0,5).10 ²³ m ⁻³ |
| Caractéristiques des impulsions | Durée | (0,65 \pm 0,1) ns |
| | Fréquence de répétition | (20 \pm 1) kHz |
| | Puissance moyenne | (37 \pm 1) mW |
| | Énergie par impulsion | (1,9 \pm 0,2) μJ |
| | Puissance crête | (2,8 \pm 0,6) kW |
| <u>Source supercontinuum :</u> | | |
| Caractéristiques de la structure | Type de fibre | Fibre microstructurée |
| | Longueur de fibre | 8 m |
| Caractéristiques spectrales | Largeur spectrale | De 440 nm à 1650 nm |

Tableau III-7 : Synthèse des résultats du chapitre III.

III.7 Perspectives

Notre objectif premier a été atteint : un laser Q-switch permettant la génération d'un supercontinuum a été réalisé expérimentalement et un outil de simulation robuste développé. De multiples perspectives s'ouvrent à la suite de ces résultats. Différentes pistes d'optimisation du système réalisé ont en effet été identifiées. Dans un premier temps, nous verrons comment le pompage optique pourrait être intégré à la structure. Puis une solution pour augmenter la puissance crête des impulsions générées par le laser est envisagée.

III.7.1 Intégration du pompage optique

Dans notre étude, le pompage optique est réalisé en couplant le faisceau émis par un laser Titane-Saphire dans le guide d'onde amplificateur grâce à des lentilles. Pour des dispositifs

embarqués, il pourrait être intéressant de remplacer ce laser de pompe par une diode laser émettant à $\lambda = 800$ nm dont la sortie fibrée serait directement connectée à l'entrée du laser. Cependant, dans le dispositif actuel, la présence du miroir diélectrique collé sur la facette d'entrée du laser empêche un couplage direct entre la fibre optique et le guide d'ondes. Une solution envisageable serait donc d'intégrer ce miroir sous la forme d'un miroir de Bragg gravé à la surface du verre. De tels miroirs ont déjà été réalisés au laboratoire par S. Blaize [62], mais la longueur d'onde réfléchie était de $\lambda = 1550$ nm, ce qui nécessite un pas de réseau plus grand que pour une réflexion à $\lambda = 1053$ nm. Il est donc nécessaire de développer une technologie permettant la réalisation de réseaux avec une réflexion de 99,99% à $\lambda = 1053$ nm. De plus, afin d'obtenir une source complètement monolithique, la fibre optique apportant la pompe du laser devrait être collée à l'entrée du guide d'onde en utilisant une colle optique. Quant à la fibre microstructurée, un module d'assemblage permettant de fixer la fibre mécaniquement à la puce laser tout en préservant la réflexion de Fresnel devra être développé. Le dispositif final ressemblerait alors à celui présenté sur la Figure III-30.

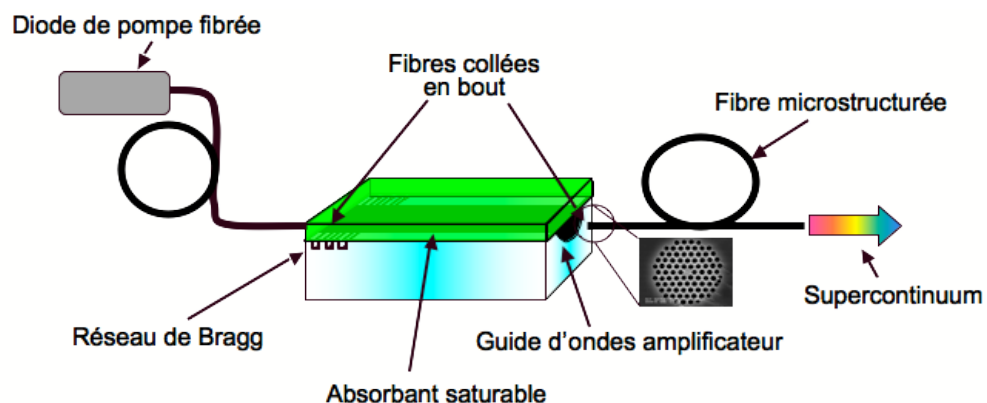


Figure III-30 : Schéma du dispositif envisagé après intégration de la pompe et du miroir d'entrée.

III.7.2 Utilisation d'un autre absorbant saturable

Lors de la caractérisation de notre dispositif, la limite technologique de l'absorbant saturable a été atteinte. Les puissances crête supérieures à 3 kW obtenues par simulation sont ainsi impossibles à obtenir avec une couche d'acétate de cellulose dopée au BDN. Nous avons attribué cet effet à la fragilité du polymère utilisé comme matrice hôte pour l'absorbant saturable. Toutefois, il existe d'autres absorbants saturables utilisables à la longueur d'onde de travail. Notamment, comme présenté dans l'article [32] dans le cas des microlasers impulsifs, l'ion Chrome IV présente de bonnes caractéristiques. Il pourrait donc être intéressant de développer le dépôt d'une couche mince d'alumine dopée avec des ions Cr^{4+} à la surface du dispositif afin de remplacer la couche d'AC dopée au BDN. De cette manière, l'absorbant saturable serait minéral et présenterait une meilleure résistance au flux important de photons présents dans la cavité laser. Néanmoins, cette amélioration demanderait un nouveau dimensionnement des guides d'onde ainsi qu'un excellent contrôle de l'épaisseur de la couche d'alumine dopée chrome IV déposée. En effet, l'indice de réfraction de l'alumine étant plus

élevé que celui du verre, si la couche déposée est trop épaisse, elle sera guidante. De plus, le développement de la couche elle-même demandera un développement technologique important afin d'obtenir un dopage uniforme en chrome IV selon la concentration voulue.

III.7.3 Intégration de la source supercontinuum

Une perspective envisagée à plus long terme est le remplacement de la fibre microstructurée par une structure intégrée. En effet, les deux principales caractéristiques de la fibre microstructurée étant une dispersion anormale et un champ transverse très confiné, ces propriétés peuvent être reproduites dans un guide d'onde intégré. Ainsi, grâce à l'étude sur la dispersion chromatique des guides d'ondes, qui a été initiée au laboratoire par F. Geoffray lors de son stage de master II [70], la mise au point de structures guidantes à dispersion anormale est envisageable. De plus, en faisant une étude sur d'autres types d'échanges d'ions tels que des échanges sous champ électrique, il serait possible d'augmenter considérablement le confinement du champ propagé dans un guide d'ondes. De cette façon, le guide à fort confinement et à dispersion anormale pourrait être collé directement en sortie du laser impulsif intégré comme présenté dans la perspective III.7.1 et permettrait donc la réalisation d'une source supercontinuum sur verre totalement intégrée telle que nous l'avons présentée sur la Figure III-31.

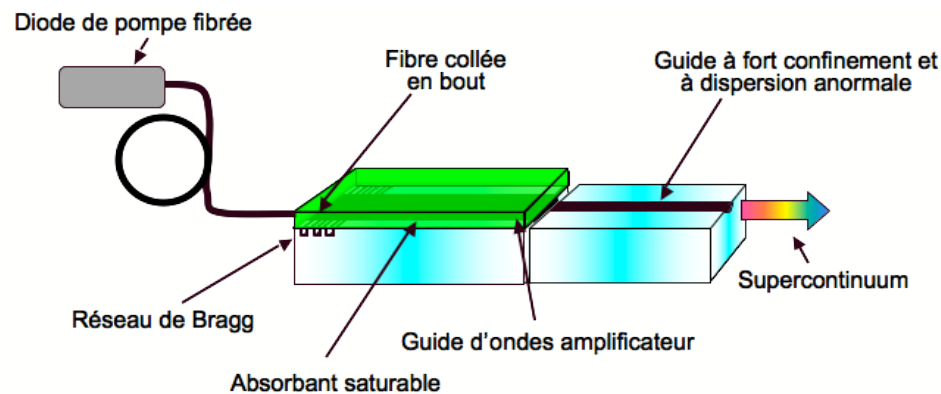


Figure III-31 : Schéma de principe d'une source supercontinuum réalisée en optique intégrée sur verre.

III.8 Conclusion

Dans ce chapitre, le procédé d'échange d'ions utilisé pour la réalisation de guides d'onde actifs est présenté. Puis, les pertes par couplage ainsi que les pertes par propagation de tous les guides réalisés sont caractérisées pour des fenêtres de diffusions de 2 μm , 3 μm et 4 μm . Nous avons ainsi pu sélectionner des guides ayant des pertes par propagation faibles : $(0,1 \pm 0,1)$ dB/cm, pour chaque ouverture de diffusion. Les trois guides retenus sont ensuite utilisés pour la réalisation de lasers continus qui sont par la suite entièrement caractérisés expérimentalement. Leurs caractérisations

permettent alors de fixer les derniers paramètres libres de l'outil de simulation développé dans le chapitre II : le coefficient d'up-conversion et les pertes introduites par les miroirs.

Ensuite, une étude de l'absorbant saturable après dépôt sur les guides d'onde est effectuée. Celle-ci nous a permis de déterminer la section efficace d'absorption du BDN dans une matrice d'acétate de cellulose. Ce paramètre intégré au modèle de simulation du laser impulsif permet alors de prévoir les concentrations en BDN nécessaire pour obtenir un maximum de puissance crête à la sortie du laser impulsif. Cependant, pour la concentration nominale de $9 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, les limites technologiques du matériau utilisé sont atteintes. En effet, une dégradation du substrat d'AC dopé au BDN est observée pour une telle concentration. Nous avons attribuée cette dégradation à une trop forte densité de puissance intra cavité qui viendrait dégrader la matrice polymère d'AC par effet thermique.

Après une étude des caractéristiques du laser Q-switch en fonction de la concentration en BDN, le laser réalisé avec une concentration en BDN de $C_{BDN} = 6 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ est sélectionnée. Ce dernier émet des impulsions d'une durée de $\tau_{pulse} = (0,65 \pm 0,1) \text{ ns}$ ayant une puissance moyenne de $P_{moy} = (37 \pm 1) \text{ mW}$ à une fréquence de répétition de $(20 \pm 0,8) \text{ kHz}$. Ainsi, les impulsions émises ont une énergie par impulsions $E_{pulse} = (1,86 \pm 0,2) \mu\text{J}$ et une puissance crête de $P_{crête} = (2,8 \pm 0,6) \text{ kW}$.

D'après notre état de l'art, de telles caractéristiques sont suffisantes pour la réalisation d'une source supercontinuum. Une telle source est donc réalisée dans cette étude en ajoutant une FCP à la sortie du laser impulsif. Sa caractérisation montre un spectre d'émission s'étendant de 400 nm à 1600 nm. Cette valeur est tout à fait comparable à ce qui est obtenu dans l'état de l'art. Nous avons donc atteint notre objectif en réalisant cette source supercontinuum. Pour finir, différentes perspectives sont présentée permettant une meilleure intégration ainsi qu'une efficacité accrue de notre dispositif.

Chapitre IV Perspectives : vers de nouvelles sources impulsionsnelles intégrées

Sommaire

| | | |
|-------|---|-----|
| I.1 | INTRODUCTION | 108 |
| I.2 | ÉTUDE THEORIQUE DU FONCTIONNEMENT DES LASERS A BLOCAGE DE MODES | 108 |
| I.2.1 | <i>Principe de fonctionnement</i> | 108 |
| I.2.2 | <i>Verrouillage actif</i> | 112 |
| I.2.3 | <i>Verrouillage passif</i> | 113 |
| I.2.4 | <i>Laser à soliton</i> | 116 |
| I.2.5 | <i>Cas du néodyme</i> | 118 |
| I.3 | REALISATION ET CARACTERISATION DU LASER IMPULSIONNEL A BLOCAGE DE MODES | 120 |
| I.3.1 | <i>Réalisation et étude du laser impulsional en fonction de la concentration en BDN</i> | 120 |
| I.3.2 | <i>Caractérisation du laser impulsional</i> | 121 |
| I.3.3 | <i>Caractéristiques du laser à blocage de modes</i> | 124 |
| I.3.4 | <i>Bilan des mesures</i> | 127 |
| I.4 | PERSPECTIVES | 128 |
| I.4.1 | <i>Autocorrélation en intensité</i> | 128 |
| I.4.2 | <i>Génération de THz</i> | 128 |
| I.4.3 | <i>Utilisation d'un verre IOG1 dopé à l'ytterbium</i> | 129 |
| I.5 | CONCLUSION | 132 |

IV.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons une étude préliminaire qui ne figurait pas dans nos objectifs initiaux mais qui ouvre de nouvelles perspectives pour les lasers impulsionsnelles intégrés sur verre : la génération d'impulsions brèves par blocage de modes.

En effet, R. Salas-Montiel a observé de façon imprévue des impulsions brèves à l'intérieur d'une impulsion Q-switch (cf Figure IV-1) [58]. Ce phénomène ayant été considéré comme parasite, il n'a pas été étudié en détail par R. Salas-Montiel. Nous pensons qu'il peut s'agir d'un comportement dit de « Q-switch – mode-lock ». Il nous a alors semblé intéressant de vérifier s'il était possible d'obtenir un laser à mode bloqués stable et reproductible en optique intégrée sur verre.

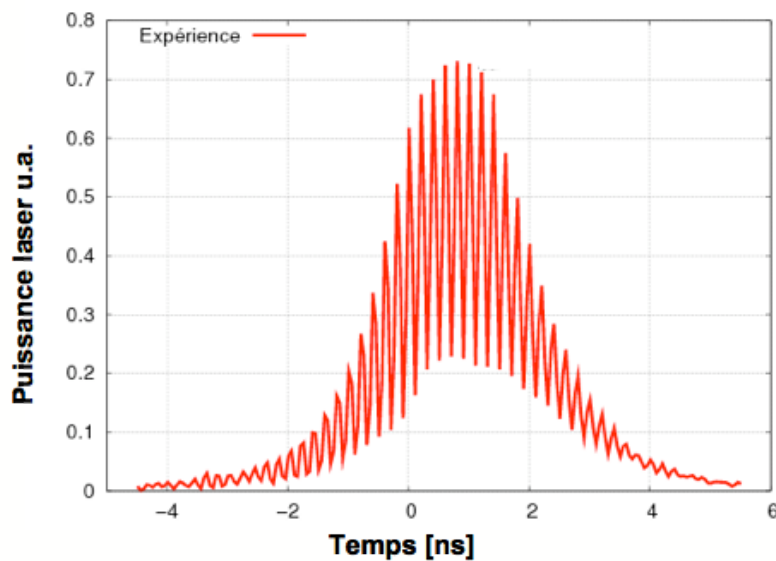


Figure IV-1 : Première observation d'impulsions brèves dans une impulsion Q-switch par R.Salas-Montiel [58].

Ce chapitre est organisé de la façon suivante. Dans un premier temps, le principe de fonctionnement des lasers impulsionsnelles à blocage de modes est étudié. Puis, nous réalisons une étude afin de voir si l'obtention d'un tel comportement est possible à travers la réalisation et la caractérisation d'un dispositif. Ce chapitre est finalement clos par les perspectives ouvertes par cette étude préliminaire.

IV.2 Étude théorique du fonctionnement des lasers à blocage de modes

IV.2.1 Principe de fonctionnement

Dans un laser utilisant une cavité Fabry-Perot, les modes émis sont ceux pour lesquels le gain sur un aller-retour compense les pertes de la cavité. Comme le gain est fonction de la fréquence, les

modes longitudinaux émis sont centrés autour de la fréquence $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ pour laquelle le gain est maximum. De par les propriétés du Fabry-Perot, l'espacement fréquentiel entre deux modes consécutifs est $\Delta\nu_{FP} = \frac{c}{2nL}$ où n est l'indice de réfraction du milieu de propagation et L la longueur de la cavité Fabry-Perot. Nous avons représenté les « M » modes vérifiant ces conditions sur la Figure IV-2.

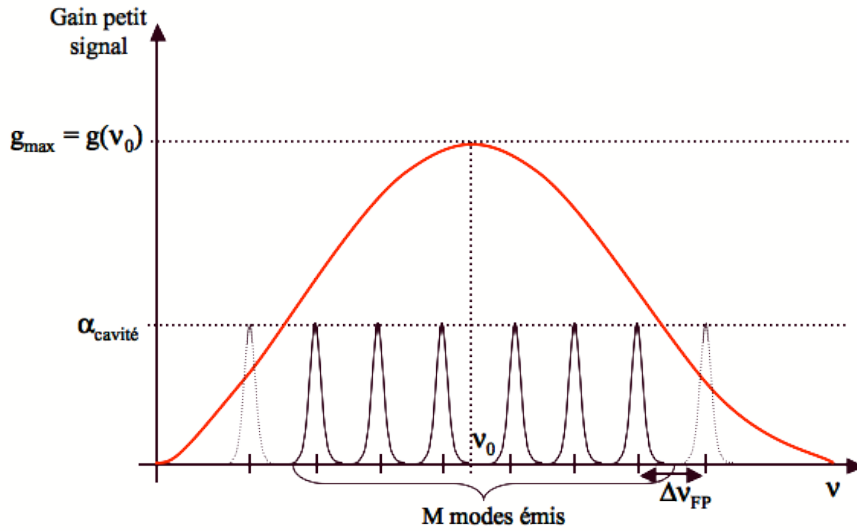


Figure IV-2 : Schéma présentant les modes Fabry-Perot pouvant être émis par un laser utilisant cette structure.

Si M modes peuvent être émis, alors l'amplitude de l'onde dans la cavité peut s'écrire :

$$E_T(z, t) = \sum_{|m| < \frac{M}{2}} E_m \exp[2j\pi\nu_m t - k_m z] e^{j\varphi_m} \quad (4.1)$$

où φ_m représente la phase à l'origine du mode m , ν_m sa fréquence et k_m son vecteur d'onde, sachant que $\nu_m = \nu_0 + m\Delta\nu_{FP}$.

En considérant que $M\Delta\nu_{FP}$ est une faible variation autour de ν_0 , le vecteur d'onde k_m peut être linéarisé via une série de Taylor au premier ordre :

$$k_m = k(\nu_0) + \left. \frac{\partial k}{\partial \nu} \right|_{\nu_0} (\nu_m - \nu_0) = k_0 + \frac{2\pi}{V_g} m\Delta\nu_{FP} \quad (4.2)$$

où $V_g = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ est la vitesse de groupe de l'onde à la fréquence ν_0 . En introduisant sa vitesse de

phase $V_\phi = \frac{1}{2\pi} \frac{\nu_0}{k_0}$, on peut écrire l'équation (4.1) de la façon suivante :

$$E_T(z, t) = A(z, t) \cdot \exp \left[2j\pi\nu_0 \left(t - \frac{z}{V_\phi} \right) \right] \quad (4.3)$$

$$\text{avec } A(z,t) = \sum_{|m| < \frac{M}{2}} E_m \cdot \exp \left[2j\pi m \Delta v_{FP} \left(t - \frac{z}{V_g} \right) \right] \cdot e^{j\varphi_m} .$$

Ainsi, l'équation (4.3) montre que l'onde électromagnétique dans la cavité peut être vue comme une onde à la fréquence ν_0 modulée par l'onde $A(z,t)$. Dans le cas du laser utilisant comme milieu amplificateur en verre dopé Nd^{3+} on a $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0} = 283\text{THz}$ ($\lambda_0 = 1053\text{ nm}$) et $\Delta v_{FP} = \frac{c}{2nL} = 33\text{MHz}$ avec $L = 3\text{ cm}$ et $n = 1,5$. On a donc $\Delta v_{FP} \ll \nu_0$ ce qui autorise l'approximation permettant la linéarisation en série de Taylor du vecteur d'onde. $A(z,t)$ peut donc bien être vu comme une modulation de l'amplitude de l'onde.

Dans le cas général, les phases φ_m de chaque mode sont aléatoires et chacun des modes m oscille indépendamment. Cependant, si toutes les phases φ_m sont verrouillées ensembles de telle sorte que $E_m \cdot e^{j\varphi_m} = E, \forall m$. Alors $A(z,t)$ peut s'écrire :

$$A(z,t) = E \sum_{|m| < \frac{M}{2}} \exp \left[2j\pi m \Delta v_{FP} \left(t - \frac{z}{V_g} \right) \right] \quad (4.4)$$

Si on considère que $M = 2k+1$ modes sont répartis équitablement de part et d'autre de ν_0 , on peut écrire :

$$A(z,t) = E \sum_{m=-k}^{m=k} \exp \left[2j\pi m \Delta v_{FP} \left(t - \frac{z}{V_g} \right) \right] \quad (4.5)$$

L'équation (4.5) est la somme des termes d'une série géométrique et elle peut donc s'écrire après factorisation des exponentielles sous la forme d'une fraction sinusoïdale :

$$A(z,t) = E \frac{\sin \left[\pi(2k+1) \Delta v_{FP} \left(t - \frac{z}{V_g} \right) \right]}{\sin \left[\pi \Delta v_{FP} \left(t - \frac{z}{V_g} \right) \right]} \quad (4.6)$$

L'intensité optique associée à cette onde est donc de la forme

$$I(z,t) = |A(z,t)|^2 = E^2 \frac{\sin^2 \left[\pi M \Delta v_{FP} \left(t - \frac{z}{V_g} \right) \right]}{\sin^2 \left[\pi \Delta v_{FP} \left(t - \frac{z}{V_g} \right) \right]} \quad (4.7)$$

$I(z,t)$ est une fonction périodique du temps, de fréquence ν_{FP} , qui correspond à des impulsions dont l'intensité est M fois plus grande que l'intensité moyenne et la durée à mi-hauteur vaut $\frac{1}{M\nu_{FP}}$.

La dépendance en $\left(t - \frac{z}{V_g}\right)$ de $I(z,t)$ montre que l'impulsion se propage dans la cavité à une vitesse égale à la vitesse de groupe.

La Figure IV-3 montre à titre d'exemple une impulsion obtenue avec 51 modes calculée à deux temps différents dans une cavité de 3 cm de long.

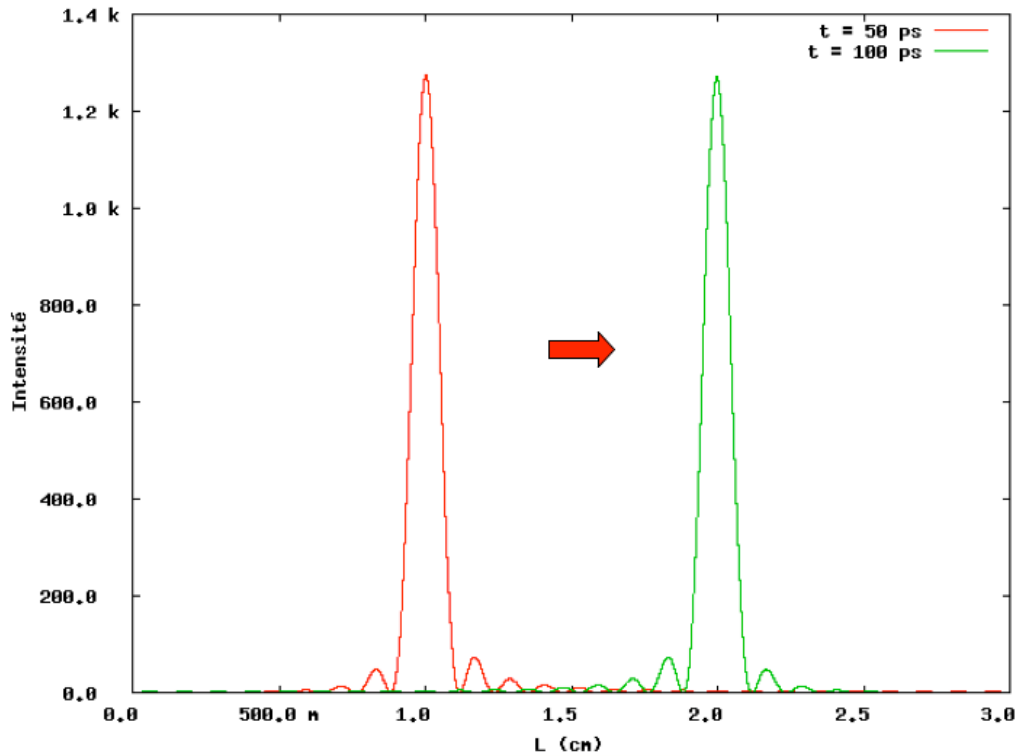


Figure IV-3 : Intensité correspondant à la somme des modes en phase.

Ainsi, pour ce type de laser, on peut considérer que tous les photons de la cavité sont réunis à un endroit donné et se propagent à la même vitesse. À chaque aller-retour dans la cavité, une partie des photons présents dans l'impulsion sera émise au travers du miroir de sortie dont la réflexion est inférieure à 100%. Nous avons présenté un exemple de ce comportement sur la Figure IV-4.

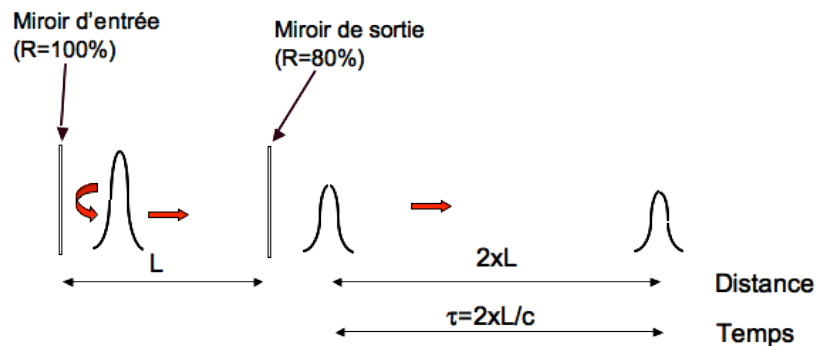


Figure IV-4 : Schéma représentant le laser impulsif déclenché par blocage de modes du point de vue corpusculaire.

Le taux de répétition de ce type de laser est défini par la longueur temporelle de la cavité laser utilisée. Par ailleurs, pour assurer un comportement stable en régime permanent, il faut que la forme de l'impulsion reste constante après chaque aller-retour. Cette condition équivaut à s'assurer que la phase des modes reste verrouillée. Il existe de nombreuses façons d'assurer cette invariance que l'on peut classer en trois grandes familles.

IV.2.2 Verrouillage actif

La Figure IV-5 représente un dispositif laser à blocage de modes actif. Cette structure est composée d'un milieu amplificateur, d'une cavité fermée par deux miroirs et d'un modulateur placé intra-cavité commandé par un signal électrique RF.

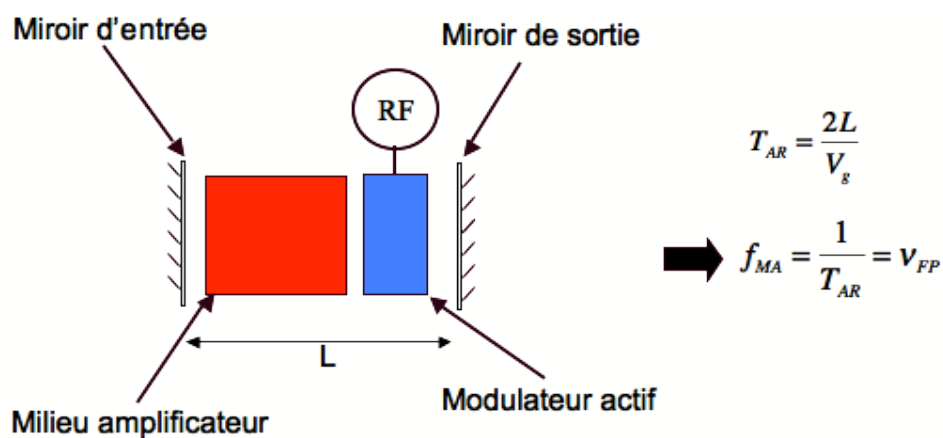


Figure IV-5 : Dispositif laser à blocage de modes actif.

Sous l'influence du gain et de la propagation, l'impulsion subit une dispersion qui tend à désynchroniser les modes. Pour éviter cela, on place un modulateur actif dans la cavité afin de les synchroniser à nouveau après chaque aller-retour. Le modulateur est donc réglé pour n'être passant que pendant la durée de l'impulsion, ceci à une fréquence $\nu_{FP} = \frac{1}{T_{AR}}$ où T_{AR} est le temps d'aller-retour dans la cavité.

Ce type de dispositif a déjà été abondamment reporté dans la littérature. A titre d'exemple, une structure développée par Rakata et al. [71] a permis l'émission d'impulsions d'une durée de 3,5 ps à un taux de répétition pouvant aller jusqu'à 20 GHz. Ce dispositif est représenté sur la Figure IV-6. Le milieu amplificateur utilisé dans ce cas est une fibre optique dopée à l'erbium pompée par deux diodes laser émettant à $\lambda = 1,48 \mu\text{m}$. La cavité permettant l'oscillation laser est un anneau dont un coupleur 50/50 sert à extraire le signal de sortie. Le modulateur utilisé pour synchroniser les modes est un modulateur électro-optique en niobate de lithium (LiNbO_3). En effet, l'indice de réfraction de ce matériau change lorsqu'un champ électrique lui est appliqué, un signal RF modulé à la fréquence adéquate permet de rendre la structure guidante seulement pendant un temps donné et donc de moduler les pertes intra-cavité.

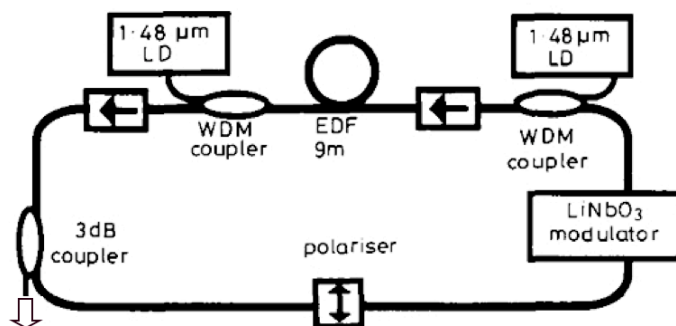


Figure IV-6 : Dispositif laser mode-lock actif réalisé par Takara et al.[71].

Le niobate de lithium est souvent utilisé comme modulateur actif, cependant d'autres lasers à blocage de modes ont été réalisés en utilisant des matériaux de type semi-conducteur comme dans l'article [72].

IV.2.3 Verrouillage passif

Il est aussi possible de verrouiller les modes entre eux en utilisant, comme pour le laser Q-switch, un absorbant saturable (cf Figure IV-7). Ce dernier doit avoir deux caractéristiques particulières afin de conserver la synchronisation modale.

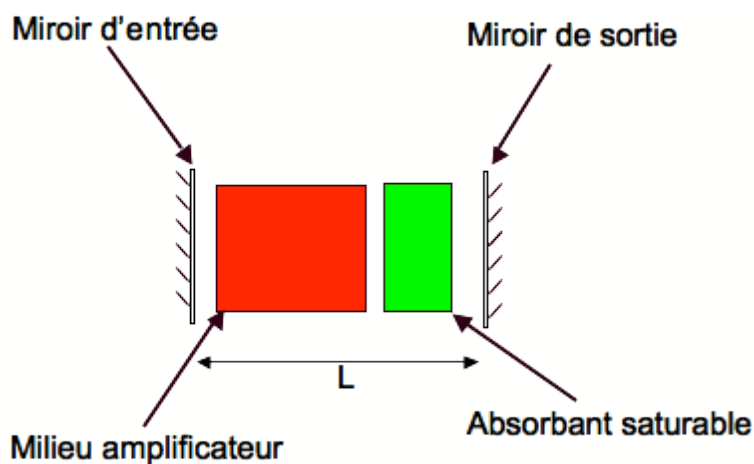


Figure IV-7 : Dispositif laser à blocage de mode passif.

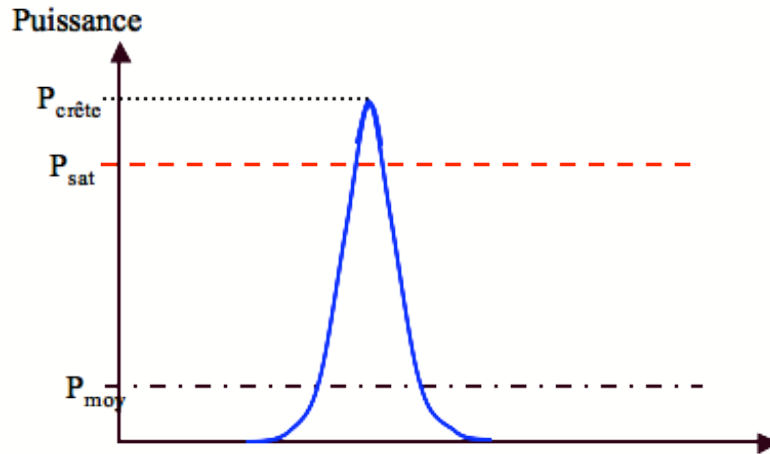


Figure IV-8 : Graphique présentant le principe de fonctionnement de l'absorbant saturable pour le mode-lock passif.

Tout d'abord, comme le montre la Figure IV-8, la puissance de saturation de l'absorbant saturable doit être supérieure à la puissance moyenne intra-cavité lorsque les modes Fabry-Perot ne sont pas verrouillés afin d'empêcher tout fonctionnement non-synchronisé du laser. Ainsi, seule une impulsion créée par le verrouillage des modes, dont la puissance crête est supérieure à la puissance de saturation de l'absorbant, peut être émise.

Ensuite, le temps d'un aller-retour dans la cavité étant $T_{AR} = \frac{2L}{V_g}$, il faut que l'absorbant saturable soit revenu à son état initial avant le retour de l'impulsion pour obtenir une émission stable ($\tau_{AS} < T_{AR}$). Les absorbants saturables vérifiant ces conditions sont classés en deux familles selon leur temps de réponse à la saturation.

IV.2.3.1 Absorbant saturable rapide

Dans le cas du laser à blocage de modes, l'absorbant saturable est dit « rapide » lorsque sa vitesse de recouvrement est de l'ordre de grandeur de la durée de l'impulsion générée. Dans ce cas, la durée de l'impulsion sera fixée par la rapidité de saturation de l'absorbant et son temps de recouvrement. Si le milieu amplificateur ne sature pas durant le passage de l'impulsion, alors la saturation de l'absorbant permet l'ouverture d'une fenêtre de gain (cf Figure IV-9). Puis le retour à l'état initial de celui-ci referme cette fenêtre et limite alors la dispersion de l'impulsion.

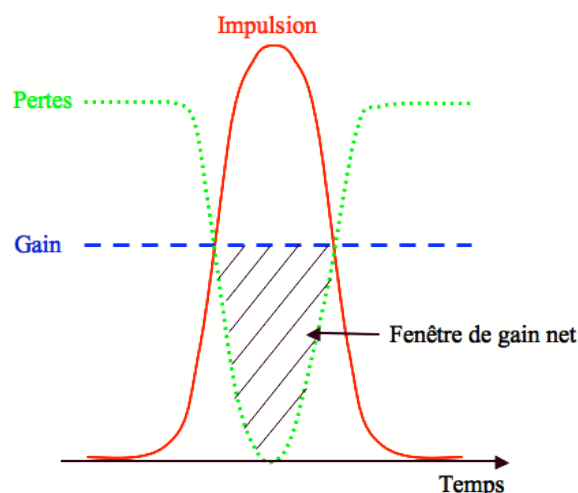


Figure IV-9 : Schéma représentant la formation de l'impulsion dans la cavité dans le cas d'un absorbant saturable rapide.

Ce type de dispositif est réalisé en utilisant des absorbants saturables à durée de vie extrêmement courte tels que des semi-conducteurs [73] où le temps de relaxation est contrôlable lors de la réalisation, ou encore des absorbants à base de nanotubes de carbone [74]. Par exemple, le dispositif utilisant un miroir en semi-conducteur réalisé par Keller *et al.* [75] est présenté sur la Figure IV-10. Ce laser a été réalisé en utilisant un cristal GdVO_4 dopée Nd^{3+} comme milieu amplificateur. La cavité utilisée est de type Fabry-Perot et utilise un miroir à semi-conducteur à la fois pour fermer la cavité d'un côté et comme absorbant saturable. Pour ce dispositif, le temps de recouvrement du semi-conducteur étant de 20 ps, les impulsions émises ont une durée de 11,5 ps.

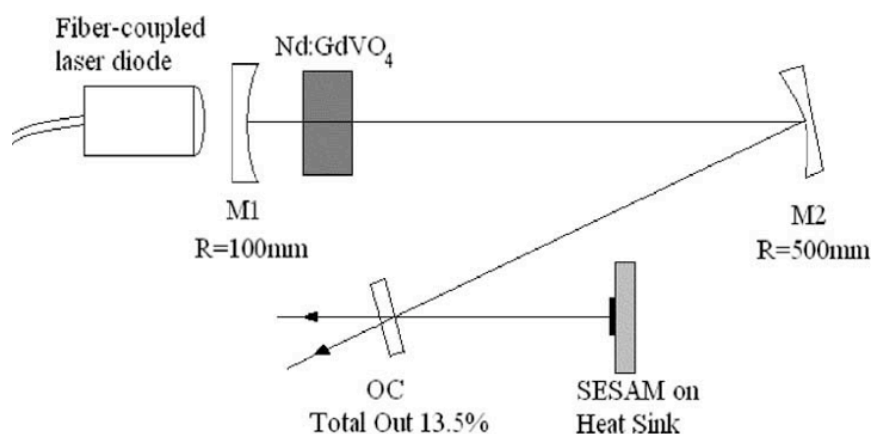


Figure IV-10 : Dispositif laser à blocage de modes avec absorbant saturable rapide réalisé par Keller *et al.* [75].

IV.2.3.2 Absorbant saturable lent

Un absorbant saturable est dit « lent » lorsque son temps de recouvrement est supérieur à la durée de l'impulsion. Dans ce cas, la durée de celle-ci n'est plus fixée seulement par l'absorbant mais aussi par la saturation du gain de l'amplificateur. Ainsi, comme le montre la Figure IV-11, l'arrivée de l'impulsion dans le milieu va saturer à la fois l'absorbant et le milieu amplificateur. Cependant, la

saturation de l'absorbant étant plus rapide que celle du gain, une fenêtre de gain net sera alors ouverte. Puis, lorsque l'impulsion se termine, l'absorbant saturable se régénère avant le milieu amplificateur, ce qui referme la fenêtre de gain net. Ce type de dispositif nécessite alors des milieux amplificateurs assez efficaces pour que le gain puisse être saturé lors du passage d'une impulsion. Les milieux utilisés sont souvent des colorants ou des semi-conducteurs [76].

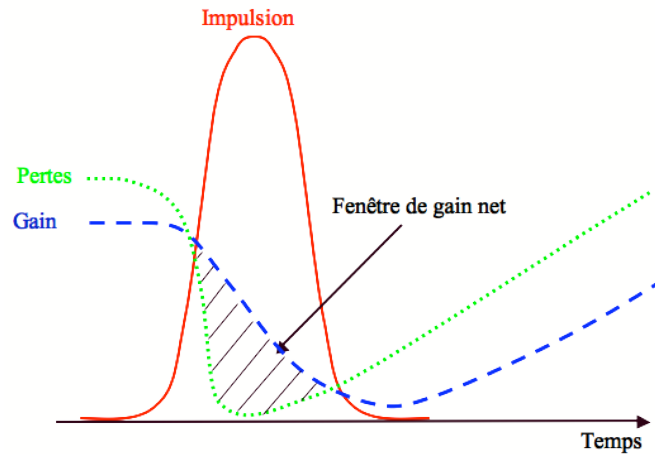


Figure IV-11 : Schéma représentant la formation de l'impulsion dans la cavité dans le cas d'un absorbant saturable lent.

En utilisant ce principe, des lasers à blocages de modes ont déjà été réalisés. En effet, O'Neill *et al.* [77] ont pu obtenir des impulsions d'une durée de 4,3 ps en utilisant un colorant comme absorbant saturable et comme milieu amplificateur.

Cependant, d'autres effets peuvent maintenir une impulsion stable pour des temps de recouvrement de l'absorbant saturable plus longs.

IV.2.4 Laser à soliton dissipatif

Par analogie avec la propagation de solitons dans les milieux passifs où, pour des impulsions de forte intensité, l'auto-modulation de phase compense la dispersion chromatique, il est possible dans le cas d'un matériau à gain d'obtenir une forme d'impulsion au cours de la propagation. L'obtention de ce soliton dit « dissipatif » dépend non seulement des valeurs de la dispersion chromatique et de l'auto-modulation de phase, mais aussi du gain, de sa bande passante et des pertes de la cavité. La forme exacte du soliton dissipatif est obtenue en résolvant l'équation de propagation de l'impulsion [76]. Dont l'une des solutions est [76] :

$$A(z, t) = \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau_{pulse}}\right)^{1+j\beta} \cdot e^{j\psi z} \quad (4.8)$$

avec τ_{pulse} la largeur de l'impulsion, β la modulation en fréquence et ψ le déphasage subi par celle-ci.

Selon les valeurs et les signes des différentes composantes (dispersion chromatique, gain et auto-modulation de phase), on peut réaliser des lasers quasi-solitoniques où une dispersion

chromatique anormale compense l'auto-modulation de phase ou des lasers à soliton dissipatifs en régime de dispersion normale. La Figure IV-12 présente un exemple de laser à quasi-soliton réalisé par Pudo *et al.* [78] en optique intégrée sur silicium. Ce dispositif est constitué d'une cavité complexe en anneau ayant une partie active dopée à l'erbium et une partie passive permettant la réalisation de la cavité résonnante ainsi la gestion de la dispersion chromatique. En effet, ce guide de 16 cm est en régime de dispersion anormale et permet ainsi le fonctionnement du laser en quasi-soliton. Ce dispositif a permis la génération d'impulsions de 440 fs à une fréquence de répétition de 394 MHz.

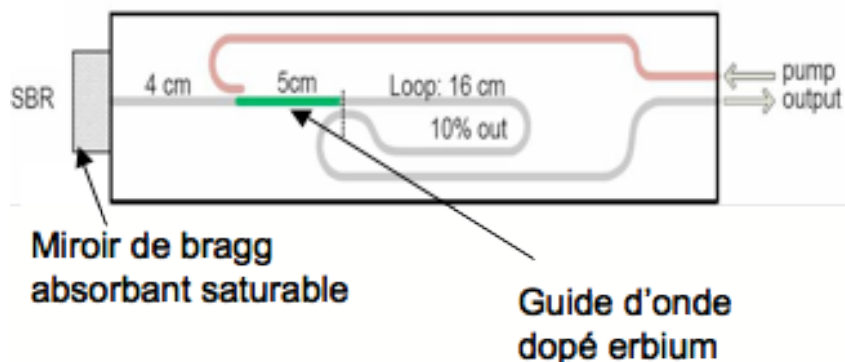


Figure IV-12 : Dispositif de laser impulsionnel à blocage de mode réalisé par Pudo *et al.* [78].

Les lasers à solitons dissipatifs en régime de dispersion normale sont actuellement étudiés car ils permettent d'obtenir des impulsions d'énergie plus élevée que dans le cas des quasi-solitons. Une caractéristique de ces lasers est que les impulsions émises présentent une modulation en fréquence (« chirp ») élevée et quasi-linéaire qui permet leur compression ultérieure [79]. À notre connaissance, les seuls lasers à solitons dissipatifs en dispersion normale ont été réalisés en utilisant des fibres optiques [80],[81]. La réalisation d'un dispositif intégré n'a pas encore été démontrée.

La Figure IV-13 présente un exemple de réalisation à base de fibres optiques fonctionnant autour de $\lambda = 1550$ nm. Cette figure est tirée de l'article de Zhang *et al.* [79], dans laquelle un laser en anneau fonctionnant en régime de soliton dissipatif a été étudié.

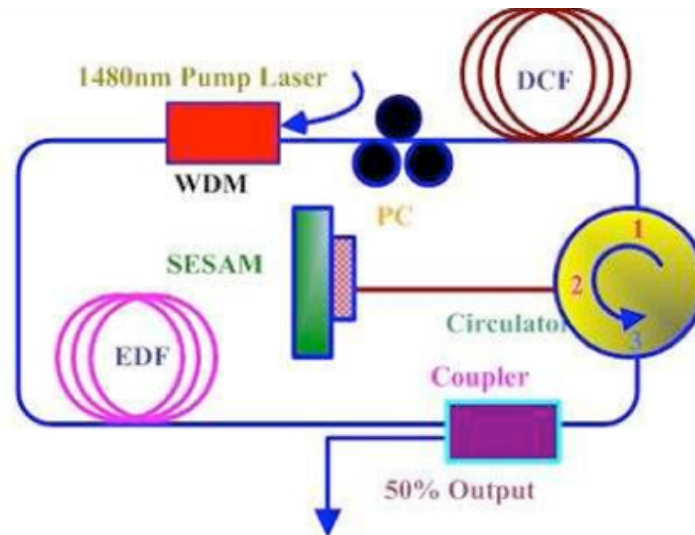


Figure IV-13 : Structure développée par Zhang et al. dans le but de générer un laser à soliton dissipatif [79].

Ce dispositif est composé d'une fibre optique dopée à l'erbium utilisée comme matériau amplificateur et d'un miroir à semi-conducteur servant d'absorbant saturable. Un circulateur est présent dans l'anneau afin de permettre l'introduction de l'absorbant saturable dans l'anneau. De plus, comme la dispersion est anormale dans les fibres optiques standard à $\lambda = 1,55\mu\text{m}$, on remarque la présence d'une fibre optique à dispersion compensée dans le but d'obtenir une dispersion normale sur un aller-retour dans la cavité. Cette structure permet la génération d'impulsions d'une durée de 5,3 ps à une fréquence de répétition de 93 MHz. Ces impulsions ont également pu être compressées en utilisant une fibre à dispersion anormale ce qui, en réduisant la variation en fréquence instantanée en fonction du temps, a permis d'atteindre des durées d'impulsion de 757 fs.

Ce mode de fonctionnement est intéressant si l'on veut générer des impulsions brèves de haute énergie comparé au quasi-soliton car l'état d'équilibre ne dépend pas exclusivement de la puissance crête de l'impulsion.

IV.2.5 Laser intégré sur verre dopé néodyme

Cette section est dédiée à l'étude du comportement d'un laser à blocage de modes réalisé sur verre dopé néodyme. Ce matériau a une largeur spectrale de gain de $\Delta f = 5,9$ THz comme le montre le spectre d'émission mesuré au cours de ces travaux présenté sur la Figure IV-14.

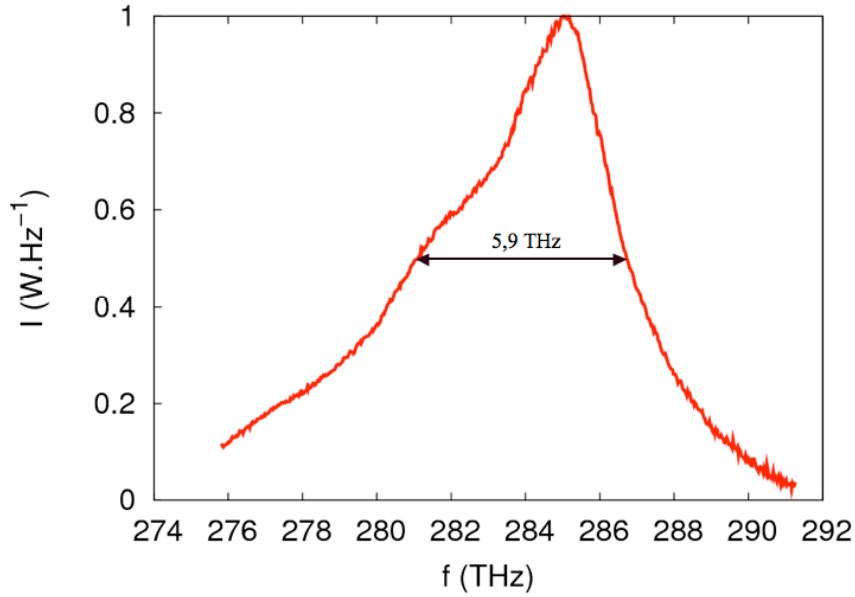


Figure IV-14 : Spectre d'émission spontanée normalisé du verre IOG1 dopé néodyme en fonction de la fréquence optique.

Si on considère un laser de 3 cm de long fermé par deux miroirs diélectriques formant une cavité Fabry-Perot, alors comme nous l'avons vu précédemment, l'intervalle spectral libre (ISL) est de 3,33 GHz. Ainsi, le nombre de modes pouvant osciller dans la cavité est : $M = 1788$. Ce qui permet en utilisant l'équation (4.7), d'estimer la durée minimale des impulsions qu'il est possible de générer avec ce type de dispositif si tous les modes sont verrouillés :

$$\Delta\tau_{pulse} = \frac{1}{M\nu_{FP}} \approx 170\text{ fs} \quad (4.9)$$

De plus, en utilisant les calculs développés dans le chapitre II, on détermine qu'une cavité de 3 cm de long avec un miroir à 80% permet d'émettre une puissance moyenne d'environ 30 mW lorsqu'elle est pompée avec 440 mW à $\lambda = 800\text{ nm}$ (puissance de pompe maximale qu'il est possible de coupler dans ce type de guide avec notre laser de pompe). Ce qui donne une puissance interne dans la cavité Fabry-Perot de 150 mW. Ainsi, la puissance crête intra-cavité qu'il est possible d'atteindre avec le laser à blocage de modes d'après l'équation (4.9) est donnée par :

$$P_{crête} = \frac{P_{moy}}{\nu_{FP}\tau_{pulse}} \approx 265\text{ W} \quad (4.10)$$

Ces résultats semblent très intéressants, notamment la faible durée des impulsions.

Néanmoins, on peut se demander quels sont les phénomènes qui permettraient à cette structure de verrouiller les modes. En effet, le taux de recouvrement du BDN donné dans le chapitre III est : $\tau_{BDN} = 5,6\text{ ns}$. Cette valeur étant très grande devant le temps d'aller-retour de l'impulsion dans la cavité (300 ps), un comportement de verrouillage des modes même avec absorbant lent est impossible. Le fonctionnement que nous allons obtenir serait donc un comportement de type soliton dissipatif. En utilisant les outils de simulation du chapitre II, nous avons calculé la dispersion chromatique

$D_2 = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{\partial^2 n_{\text{eff}}}{\partial \omega^2}$ des guides d'onde actifs en prenant en compte la dispersion du matériau dans

les calculs. Pour la longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 1054 \text{ nm}$, nous avons obtenu $D_2(\lambda_0) = 57 \text{ fs}^2 \text{ mm}^{-1}$ qui est positive. Donc si nous réussissons à obtenir un laser à verrouillage de modes intégré, celui-ci sera un laser à soliton dissipatif en régime de dispersion normale.

IV.3 Réalisation et caractérisation du laser impulsif à blocage de modes

Dans cette partie, nous réalisons un laser basé sur la technologie utilisée par R. Salas-Montiel [58] pour, dans un premier temps, tenter de reproduire les résultats présentés dans l'introduction. Dans un second temps, nous étudions l'influence de la concentration en BDN sur le comportement de ce laser impulsif dans le but d'obtenir un laser à blocage de modes stable. Nous finissons par caractériser et analyser le comportement de ce laser.

IV.3.1 Réalisation et étude du laser impulsif

IV.3.1.1 Procédé de réalisation

Dans le but de retrouver le comportement Q-switch – Mode-lock observé par R. Salas-Montiel [58], nous avons réalisé un échantillon en utilisant le même procédé de réalisation. Celui-ci est relativement proche de celui utilisé pour la réalisation du laser impulsif déclenché par modulation passive des pertes étudié dans le chapitre III. Cependant, les étapes d'échange d'ions sont différentes. C'est pourquoi, seules celles-ci sont décrites.

-Premier échange d'ions :

Le premier échange permettant la réalisation du guide d'onde est réalisé sur un échantillon préalablement masqué avec une couche de silicium de 30 nm d'épaisseur dans laquelle des fenêtres de diffusion de 2 μm ont été ouvertes. On trempe ensuite l'échantillon dans un bain de sel composé à 80% molaire de nitrate de sodium et 20% molaire de nitrate d'argent fondu à 330°C durant 3 minutes. Cet échange d'ions permet donc de changer localement l'indice de réfraction du verre pour réaliser le guide d'ondes.

-Étape de trempe :

Puis, l'échantillon est trempé dans un bain de sel de nitrate de sodium fondu à 290°C durant 1 minute. Cette trempe, de même que dans le chapitre III, évite les précipités d'argent en surface.

IV.3.1.2 Caractéristiques passives

Après avoir réalisé les guides d'onde, nous avons caractérisé leur caractère guidant avec la méthode du « champ proche ». Ainsi, nous avons pu imager les champs propagés dans les guides aux longueurs

d'ondes de pompe et de signal, $\lambda_p = 800 \text{ nm}$ et $\lambda_s = 1053 \text{ nm}$ respectivement. Nous avons extrait des images les largeurs à $1/e^2$ de l'intensité du mode guidé (cf Figure IV-15). Comme on peut lire sur cette figure, le champ guidé à la longueur d'onde du signal a un diamètre horizontal à $1/e^2$ de $7,6 \mu\text{m}$ pour des rayons verticaux à $1/e^2$ de $2,2 \mu\text{m}$ pour le supérieur et $2,8 \mu\text{m}$ pour l'inférieur. De plus, le champ guidé à la longueur d'ondes de pompe a un diamètre horizontal à $1/e^2$ de $5,8 \mu\text{m}$ pour des rayons verticaux à $1/e^2$ de $2,1 \mu\text{m}$ pour le supérieur et $2,7 \mu\text{m}$ pour l'inférieur. Les guides d'onde sont bien monomodes aux deux longueurs d'onde utilisées.

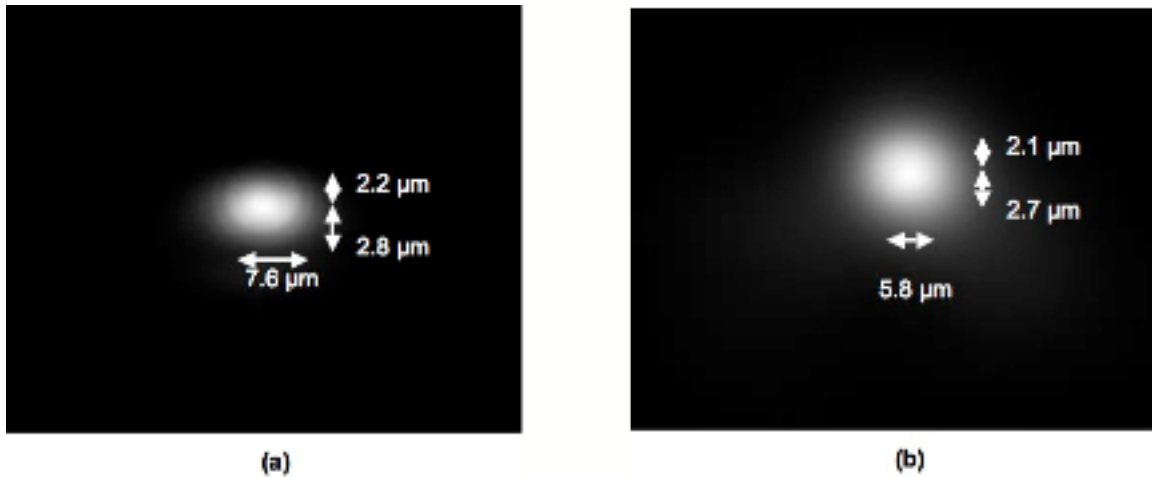


Figure IV-15 : Images des intensités des champs propagés dans le guide d'ondes à $\lambda_s = 1053 \text{ nm}$ (a) et $\lambda_p = 800 \text{ nm}$ (b).

Nous avons ensuite effectué une mesure des pertes par propagation sur ces guides d'onde en utilisant la méthode développée dans le chapitre III. Nous avons obtenu des pertes allant de $0,3 \text{ dB/cm}$ pour le guide le plus performant à $0,7 \text{ dB/cm}$ pour le moins bon.

IV.3.2 Caractérisation du laser impulsif

Le laser impulsif est réalisé en collant un miroir de $99,99\%$ de réflectivité à λ_s et 99% de transmission à λ_p par capillarité avec du liquide d'indice sur la facette d'entrée et un second miroir de 80% de réflectivité à λ_s et de 99% de transmission à λ_p sur la facette de sortie. De plus, une couche d'acétate de cellulose dopée avec $1,9 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ de BDN a été déposée à la surface du guide d'onde. Nous avons représenté la structure réalisée sur la Figure IV-16.

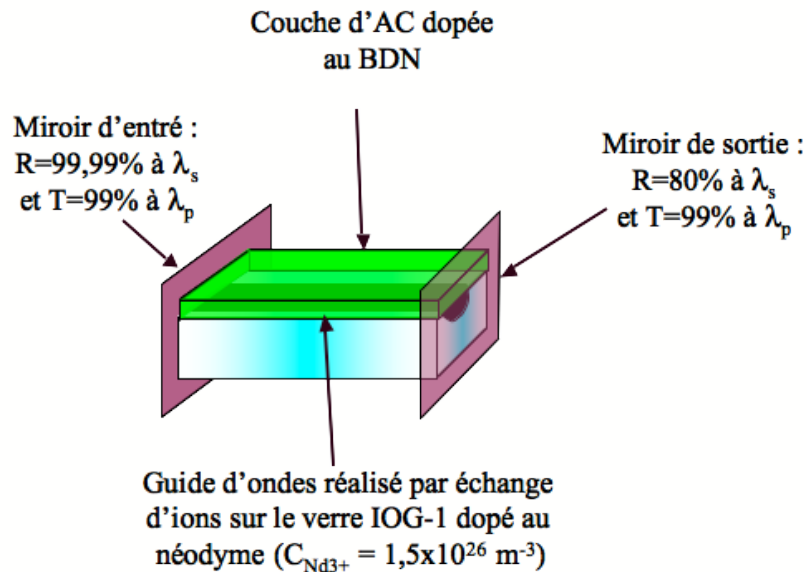


Figure IV-16 : Schéma représentant le laser impulsif.

Les impulsions en sortie de ce laser sont caractérisées temporellement en utilisant le banc de caractérisation schématisé sur la Figure IV-17. Une photodiode ayant une bande passante de 25 GHz reliée à un oscilloscope de 6 GHz de bande passante est utilisée.

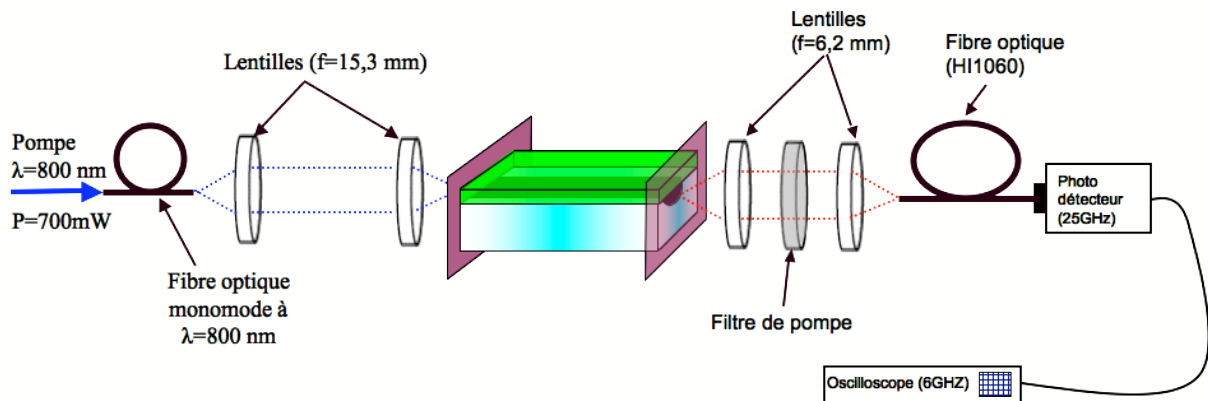


Figure IV-17 : Banc de caractérisation temporelle du laser impulsif.

La caractéristique observée est présentée sur la Figure IV-18 où l'on retrouve bien un comportement Q-switch – Mode-lock comme l'avait observé R. Salas-Montiel.

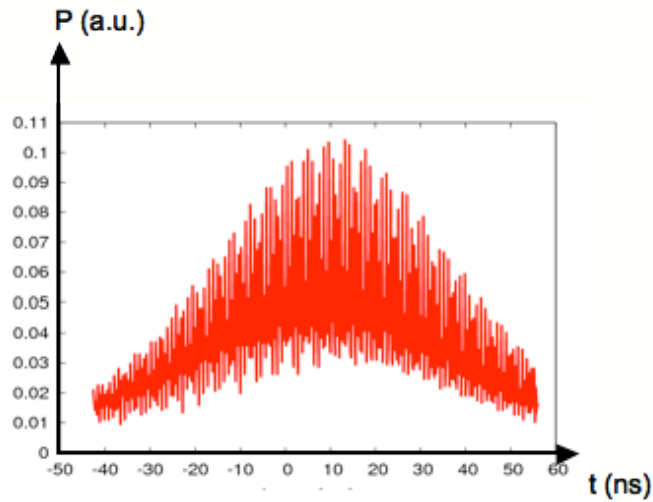


Figure IV-18 : Caractéristique temporelle du laser impulsif pour $C_{BDN} = 1,9 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$.

Comme il a été remarqué durant le chapitre III, la fréquence de répétition du laser Q-switch ainsi que la durée des impulsions augmente lorsqu'on diminue la concentration en BDN de la structure. De plus, à concentration faible, on observe le comportement de Q-switch – Mode-lock et à concentration nulle, le laser est continu. Nous avons alors choisi de réaliser une étude du comportement de ce laser pour les basses concentrations afin d'observer s'il existe une gamme de concentrations intermédiaires pour laquelle le laser opère en régime soliton dissipatif stable. En réalisant cette étude, nous avons pu remarquer que pour des concentrations en BDN dans le superstrat comprises entre $0,5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ et $1,4 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, le laser utilisant le guide à 0,3 dB/cm de pertes avait un comportement mode-lock stable dont nous avons représenté l'oscillogramme sur la Figure IV-19.

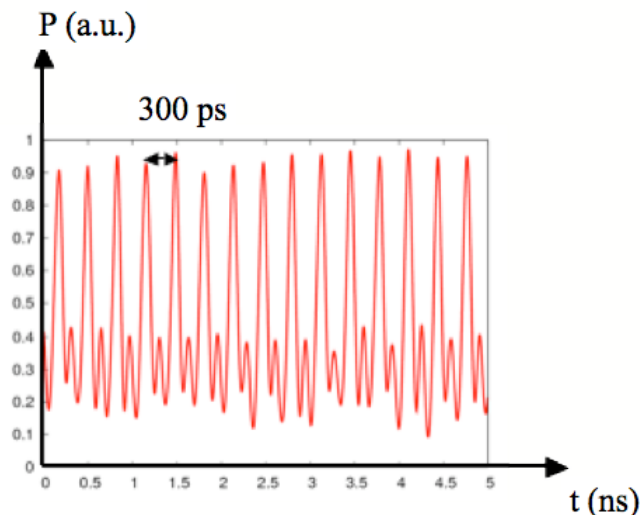


Figure IV-19 : Oscillogramme du laser mode-lock stable pour $C_{BDN} = 1,2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$.

On remarque bien sur cette figure un temps de répétition de 300 ps correspondant au temps d'aller-retour de l'impulsion dans la cavité. De plus, on observe que les impulsions ne redescendent

pas à zéro. Cela est dû à la bande passante de l'oscilloscope limitée à 6 GHz. De même, la largeur des impulsions est ici limitée par la bande passante de l'oscilloscope.

IV.3.3 Caractéristiques du laser à blocage de modes

IV.3.3.1 Caractéristiques spectrales des impulsions

Afin d'approfondir la caractérisation, le spectre d'émission du laser est mesuré grâce à un analyseur de spectre optique comme le montre le schéma du banc de caractérisation spectrale représenté sur la Figure IV-20.

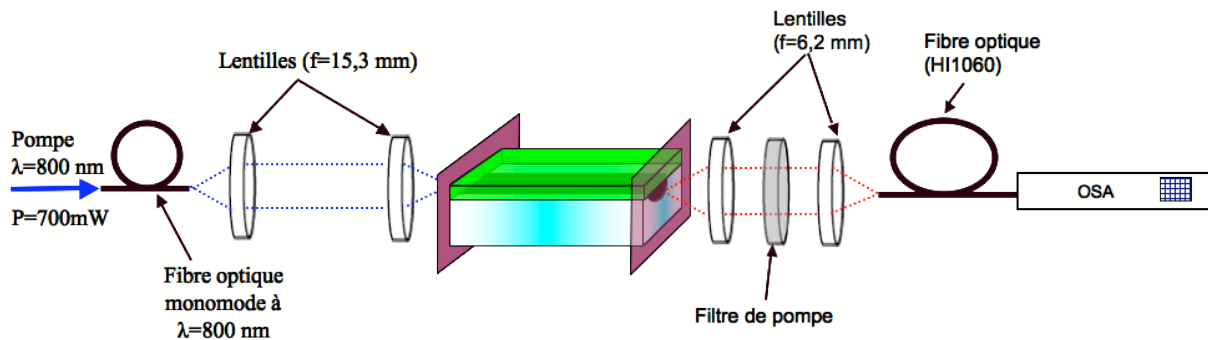


Figure IV-20 : Schéma du banc de caractérisation spectrale.

Cette mesure permet d'extraire les spectres d'émission des lasers impulsifs. Deux types de spectres ont pu être mesurés : le spectre sur la Figure IV-21 (a) présentant une seule enveloppe (monocoloré) et le spectre sur la Figure IV-21 (b) présentant deux enveloppes séparées (bicoloré). La seule différence entre ces deux lasers est le coefficient de pertes par propagation. En effet, le spectre monocoloré est obtenu en caractérisant le laser réalisé avec le guide d'onde présentant des pertes par propagation de 0,7 dB/cm alors que pour le laser émettant un spectre bicoloré, les pertes par propagation sont de 0,3 dB/cm.

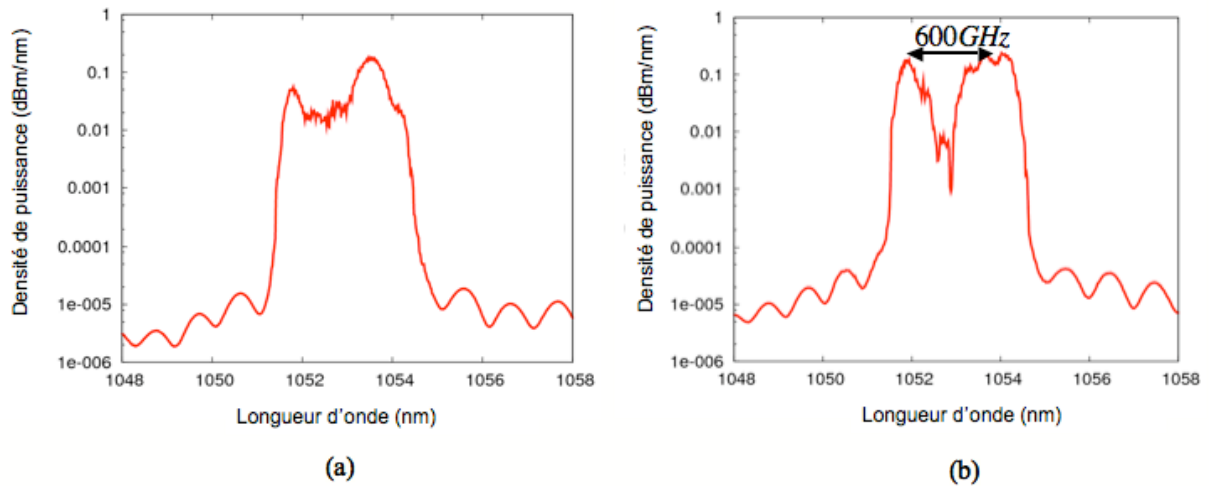


Figure IV-21 : Spectres d'émission des lasers impulsionnels pour $\alpha_{prop} = 0,7 \text{ dB/cm}$ (a) et pour $\alpha_{prop} = 0,3 \text{ dB/cm}$ (b).

Le phénomène qui pourrait entraîner une telle différence est l'auto-modulation de phase. En effet, les pertes par propagation étant plus faibles pour le spectre de la Figure IV-21 (b), la puissance intra-cavité est plus élevée. De ce fait, la SPM est plus importante et pourrait devenir prépondérante devant la dispersion chromatique. Si on observe le spectre typique d'une impulsion centrée en $\lambda = 1000 \text{ nm}$ propagée dans une fibre optique en ne prenant en compte que la SPM (cf Figure IV-22 [82]), on remarque que deux lobes sont plus importants sur les bords de celui-ci. Ainsi, combiné au gain et aux pertes de la cavité, ils seraient amplifiés prioritairement en brûlant le gain de la cavité et n'en laissant plus pour les autres longueurs d'onde.

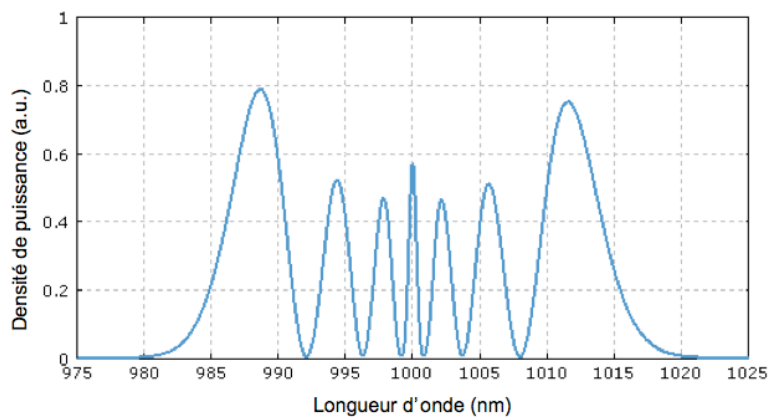


Figure IV-22 : Spectre d'une impulsion après propagation dans une fibre optique en ne prenant en compte que la SPM [82].

Ce type de comportement a déjà été observé dans les lasers à fibre optique [79],[81] où les caractéristiques suivantes étaient décrites :

- Les bord du spectres étaient abrupts.
- Une émission monocolor/bicolore a été observée dans l'article [79].

Par ailleurs, cette émission bicolore pourrait être intéressante, notamment pour la génération de THz par battement de deux longueurs d'onde.

IV.3.3.2 Caractéristiques temporelles des impulsions

Pour la génération de THz par battement bicolore, il est important de générer des couleurs synchronisées. Afin de vérifier si les deux couleurs sont synchrones, nous avons décidé d'effectuer une mesure d'autocorrélation en amplitude. Pour effectuer cette mesure, nous avons monté un banc de caractérisation dédié schématisé sur la Figure IV-23. Pour cela, un interféromètre de Michelson composé d'un miroir fixe et d'un miroir mobile a été mis en place, ce qui nous permettra d'introduire un retard temporel sur l'un des deux bras. La sortie de l'interféromètre est ensuite envoyée sur une caméra CCD légèrement inclinée afin d'observer des franges d'interférences. Ainsi, ce système permet de séparer l'impulsion en deux, la première parcourt une distance donnée $d1$ entre la lame semi-réfléchissante et le miroir fixe et la deuxième parcourt une distance variable par rapport à la première en fonction de la position du miroir mobile. De cette manière, en mesurant la visibilité des franges sur la caméra CCD en fonction du retard introduit sur le bras mobile, on pourra en déduire le recouvrement entre les deux impulsions pour un retard introduit inférieur à la longueur de cohérence.

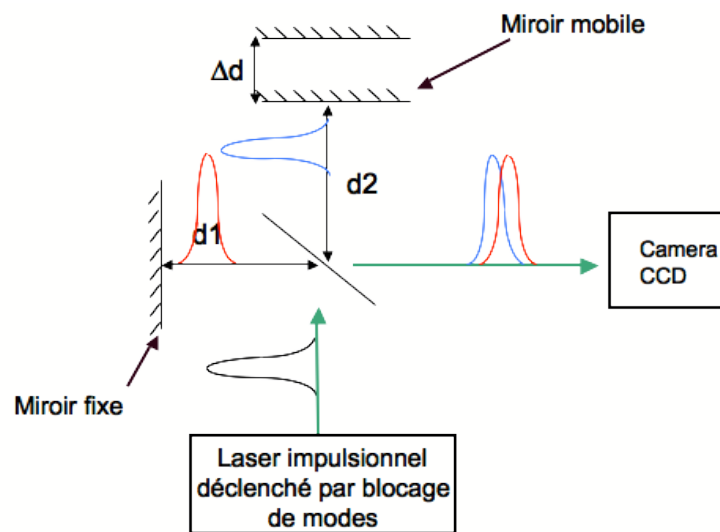


Figure IV-23 : Banc d'autocorrélation en amplitude.

Ce système permet donc de mesurer la durée des impulsions si celles-ci ne sont pas modulées en fréquence [50]. Si les impulsions caractérisées sont modulées, alors la mesure effectuée nous donne une valeur sous estimée de la durée des impulsions.

Nous avons réalisé une autocorrélation en amplitude du laser monocolor (Figure IV-24 (a)) et du laser bicolore (Figure IV-24 (b)).

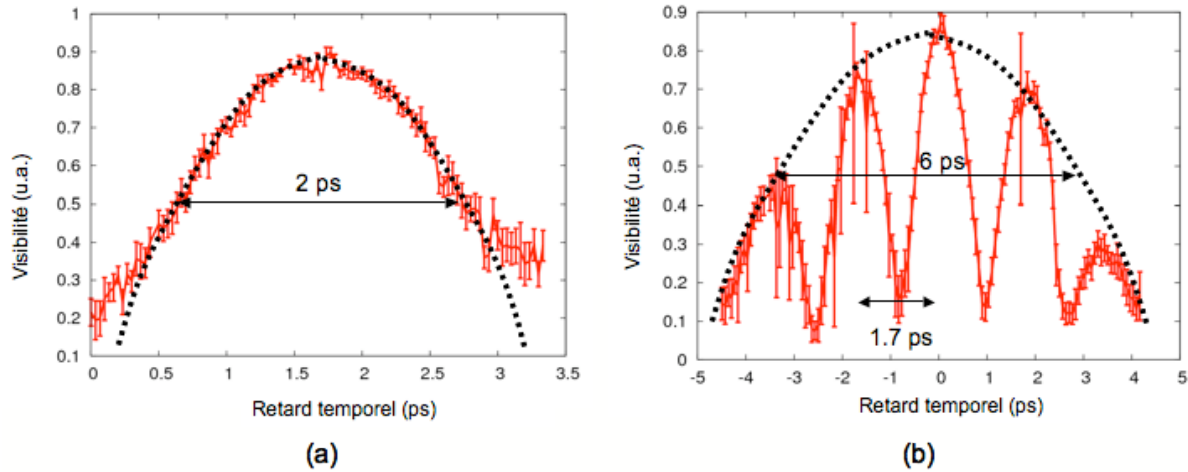


Figure IV-24 : Autocorrélation en amplitude des impulsions bicolores.

Pour le laser monocolor, on observe une enveloppe gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à $(2 \pm 0,5)$ ps. Connaissant la forme de l'impulsion (secante hyperbolique d'après la partie IV.2.4), on peut en déduire sa largeur en déconvoluant la gaussienne. Ce qui nous donne alors une largeur minimale pour les impulsions générées avec ce type de laser de $(1,3 \pm 0,3)$ ps. Cette durée est la borne inférieure car les impulsions émises par un laser à soliton dissipatif sont modulées en fréquence. C'est pourquoi une mesure d'autocorrélation en intensité pourrait être intéressante. En effet, elle donnerait la durée réelle des impulsions.

Puis, pour le laser bicolore, on observe bien des battements d'une durée de 1,7 ps correspondant à une différence de fréquence de 600 GHz. Cette valeur est à mettre en relation avec l'écart entre les deux enveloppes du spectre Figure IV-21 (b) qui était également de 600 GHz. La présence de battements montre bien que les deux couleurs générées par le laser sont synchrones. De plus, ces battements sont compris dans une enveloppe dont la largeur à mi-hauteur est de $(6 \pm 0,5)$ ps. De même que précédemment, cette mesure nous donne une durée minimale pour ces impulsions de $(2,4 \pm 0,3)$ ps en déconvoluant la gaussienne obtenue par la mesure.

IV.3.4 Bilan des mesures

Dans cette partie, un laser impulsif à blocage de modes stable opérant en soliton dissipatif a été mis en évidence. L'étude du signal émis en fonction de la concentration en BDN dans l'acétate de cellulose a permis de déterminer une plage de concentrations ($0,5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ à $1,4 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$) dans laquelle un tel comportement est obtenu de manière stable. Puis, des caractérisations complémentaires montrent que deux types de spectres peuvent être générés par les laser : monocolor et bicolore en fonction des pertes par propagation. Les impulsions générées par le premier type ont une durée supérieure à $(1,3 \pm 0,3)$ ps, comme le montre la mesure d'autocorrélation en amplitude. Pour le deuxième, cette mesure a permis non seulement de calculer une durée d'impulsion supérieure à $(2,4 \pm 0,3)$ ps mais aussi de mettre en évidence la synchronisation des deux couleurs observées. De

telles impulsions contenant deux enveloppes d'émission synchrones séparées de 600 GHz pourraient ainsi être très intéressantes pour la génération de signaux THz.

IV.4 Perspectives

IV.4.1 Autocorrélation en intensité

Une perspective de ce travail est de réussir à mesurer la durée précise des impulsions en utilisant un système d'autocorrélation en intensité. En effet, les impulsions générées par un laser à soliton dissipatif sont intrinséquement modulées en fréquence. De ce fait, la mesure d'autocorrélation en amplitude ne permet pas de remonter à la durée des impulsions [50]. Pour réaliser une mesure d'autocorrélation en intensité, on utilise souvent un interféromètre de Michelson à la sortie duquel est placé un cristal doubleur de fréquence puis un photodétecteur sensible à la fréquence doublée. Néanmoins, étant donné la fréquence de répétition relativement élevée de notre laser impulsional, la puissance crête des impulsions est relativement faible, de quelques dizaines de Watt. Il est donc très difficile d'aligner le cristal non-linéaire utilisé dans les autocorrélateurs commerciaux. C'est pourquoi, nous avons décidé d'utiliser une photodiode adaptée pour l'absorption à deux photons. L'avantage de cette méthode est que le système (cristal doubleur + capteur) est directement remplacé par la photodiode. De plus, aucun alignement pour obtenir un accord de phase dans le cristal n'est nécessaire [83],[84]. Par conséquent, ce système devrait pouvoir nous fournir la durée réelle des impulsions générées par le laser impulsional à blocage de modes opérant en soliton dissipatif étudié dans ce chapitre. Ce banc de caractérisation est en cours de développement. En effet, une photodiode en GaAsP sensible de 480 nm à 700 nm a été achetée. Par ailleurs, un amplificateur transconductance a été développé au laboratoire pour mesurer le signal de sortie très faible émis par la photodiode. Ainsi, en comparaison avec les résultats obtenus dans la littérature, ce système devrait être capable de mesurer la durée d'impulsions d'une dizaine de Watt crête. Cependant, la précision de la mesure dépendant également du système interférométrique, un Michelson plus stable est en cours de développement afin d'éviter les vibrations parasites.

IV.4.2 Génération de THz

Étant donné que nous avons mis en évidence le comportement bicolore du laser à soliton dissipatif, il paraît intéressant de générer un signal THz en utilisant ce dispositif. En effet, la génération de THz est aujourd'hui très étudiée pour des applications environnementales ou pour la sécurité. Une méthode pour générer ce type de signal est de faire battre les deux fréquences d'un signal laser bicolore, dont les deux couleurs sont espacées de la fréquence que l'on veut générer, sur une antenne adaptée [85]. Afin d'obtenir un signal THz assez important, la puissance optique du signal bicolore envoyé sur l'antenne doit être importante. C'est pourquoi des lasers impulsionsnelles sont

souvent utilisés. Néanmoins, il est également nécessaire que les impulsions de chaque couleur arrivent de façon synchrone sur l'antenne. Le laser opérant en régime de soliton dissipatif bicolore caractérisé dans ce chapitre présente toutes ces caractéristiques et pourrait donc être une solution intéressante. Ainsi, en utilisant le montage présenté sur la Figure IV-25, il serait possible de générer le signal THz en focalisant le signal bicolore sur une antenne en semi-conducteur. Puis en utilisant des miroirs spécifiques pour les signaux THz et un bolomètre comme capteur, il serait possible d'étudier la transmission d'un échantillon.

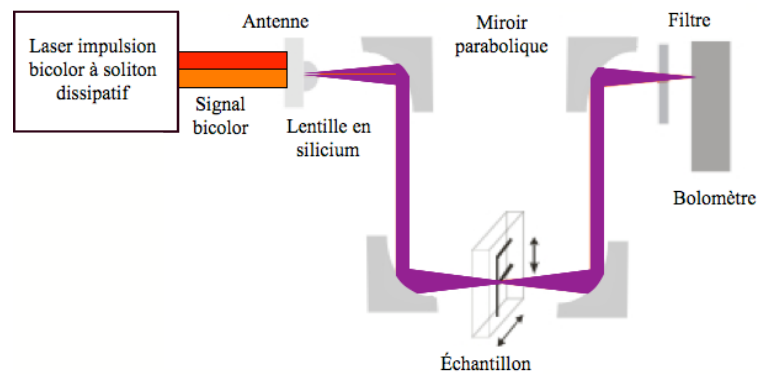


Figure IV-25 : Schéma représentant un système de génération de THz pour scanner des échantillons.

IV.4.3 Utilisation d'un verre IOG1 dopé ytterbium

Nous avons vu dans la partie IV.2.5 que la durée minimale de l'impulsion dépend fortement de la largeur du spectre d'émission. Dans le cas du verre IOG1 dopé néodyme utilisé dans le chapitre III, la durée minimale d'impulsion $\tau_{pulse} = 170$ fs a été calculée pour un spectre de largeur à mi-hauteur $\Delta f = 5,9$ THz. Or, le spectre d'émission de l'ytterbium dans le verre IOG1 est plus large que celui du néodyme. Nous nous sommes donc approvisionné en verre IOG1 dopé à l'ytterbium dans le but de les étudier.

Dans un premier temps, le spectre d'émission de ce matériau (cf Figure IV-26) est étudié afin de calculer la durée des impulsions qu'il serait possible d'obtenir dans ce cas.

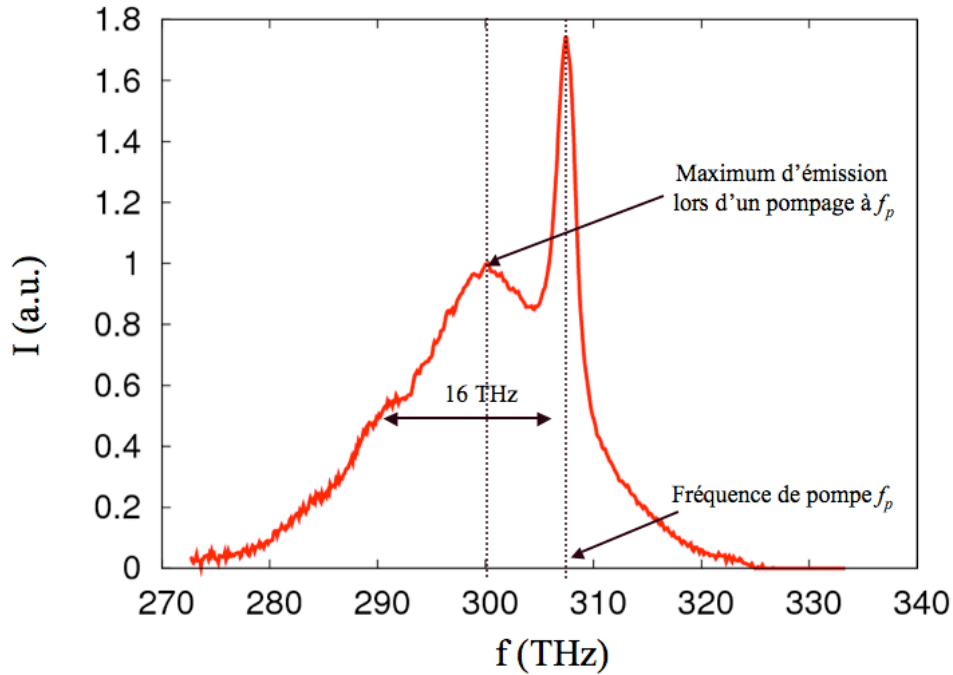


Figure IV-26 : Spectre d'émission du verre IOGI dopé ytterbium.

La fréquence optique à laquelle est pompé ce type de matériau est reportée sur le graphique. Elle vaut $f_p = 306$ THz, ce qui correspond à une longueur d'onde $\lambda_p = 980$ nm. Or, le matériau ne peut pas émettre de photons à des énergies supérieures à celle de la pompe. C'est pourquoi, lorsqu'il est pompé à f_p , le maximum d'émission du matériau est situé à $f_m = 296$ THz. Ceci nous a permis de déduire la largeur à mi-hauteur de la bande d'émission de l'ytterbium : $\Delta f = 16$ THz, qui est trois fois plus élevée que pour le néodyme. Dans ce cas, la durée minimale des impulsions générée serait : $\tau_{pulse} = 62$ fs. Ainsi, ce type de matériau permettrait la génération d'impulsions trois fois plus courtes et donc plus puissantes.

Le développement d'un laser basé sur un verre ytterbium a été mené à bien durant ces perspectives. Cependant, ne disposant pas de miroirs spécifiques aux longueurs d'onde ($\lambda_p = 980$ nm et $\lambda_s = 1020$ nm), la cavité laser était fermée avec un miroir de 100% de réflexion aux longueurs d'ondes de pompe et de signal à la sortie. La facette d'entrée laissée libre permettait une réflexion de 4% ainsi qu'une injection du signal de pompe en utilisant une diode fibrée émettant à $\lambda = 980$ nm. Une photographie de ce dispositif est présentée sur la Figure IV-27.

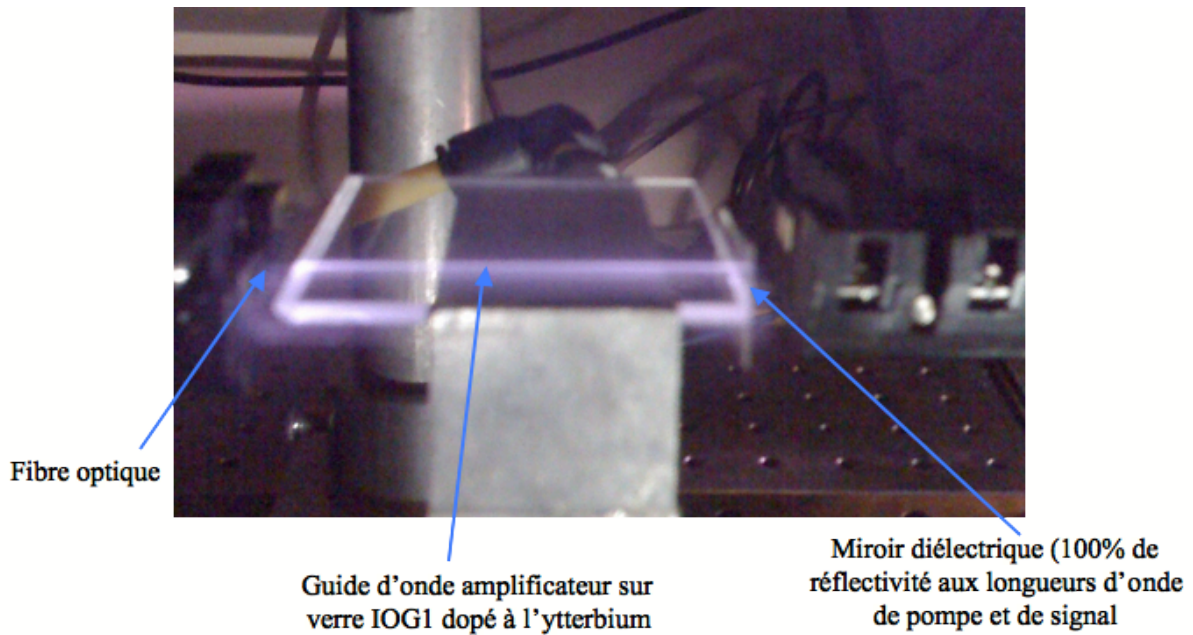


Figure IV-27 : Photographie du laser réalisé sur un verre IOG1 dopé à l'ytterbium.

Un duplexeur pompe/signal calibré pour les longueurs d'onde 980 nm/1550 nm a permis l'observation du spectre du signal de sortie du laser à $\lambda = 1020$ nm présenté sur la Figure IV-28. Une mesure de la puissance de sortie de ce dispositif était par contre impossible car le duplexeur n'était pas calibré pour extraire correctement le signal à $\lambda_s = 1020$ nm.

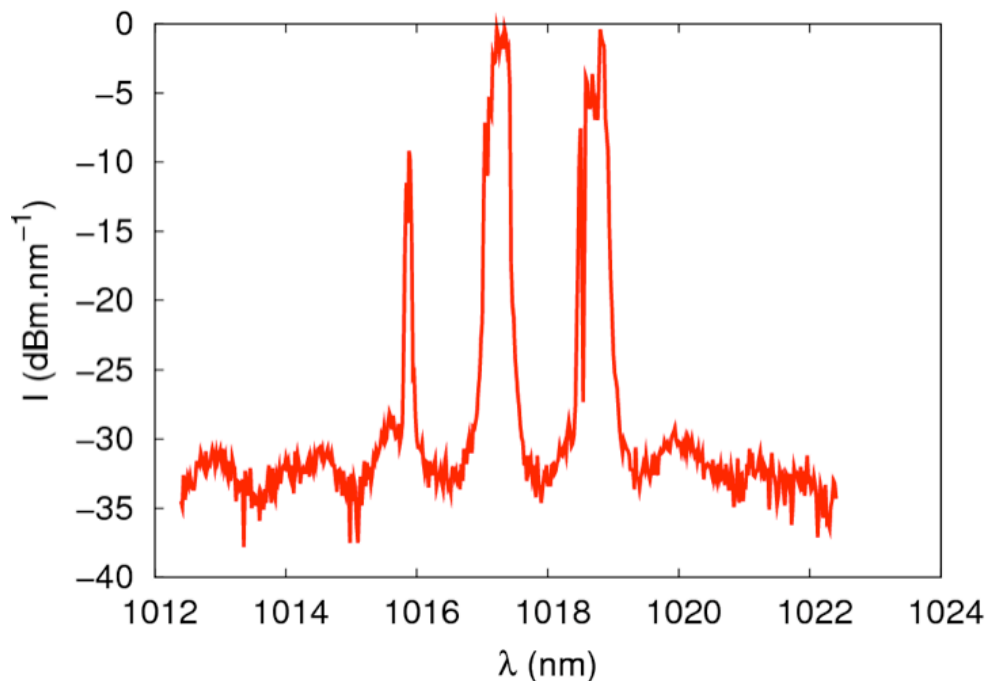


Figure IV-28 : Première observation du spectre d'émission d'un laser réalisé sur verre IOG1 dopé à l'ytterbium.

On remarque sur cette figure que le spectre d'émission comporte trois couleurs. Ce résultat paraît étrange puisque le laser était réalisé sans superstrat et donc sans BDN. Il serait donc étonnant

qu'il puisse y avoir un comportement en soliton dissipatif stable. Une étude complémentaire sur ce dispositif est donc nécessaire.

IV.5 Conclusion

Nous avons introduit ce chapitre par la présentation d'un comportement Q-switch – mode-lock observé par R. Sala-Montiel en utilisant une structure semblable à celle développée dans le chapitre III. Nous avons donc étudié les différents régimes permettant un tel comportement en allant du laser impulsif déclenché par un absorbant saturable rapide, puis lent jusqu'aux comportements plus complexes des lasers à soliton dissipatif. Une étude qualitative de notre dispositif a montré qu'un comportement en soliton dissipatif était la seule possibilité pour verrouiller les modes de la cavité. Dans la partie suivante, nous avons tout d'abord détaillé le procédé de réalisation du laser étudié dans ce chapitre puis la caractérisation du dispositif en fonction de la concentration en absorbant saturable. Ceci a permis de déterminer une plage en concentration sur laquelle le laser a un comportement à blocage de modes stable. Une étude des spectres d'émissions des lasers réalisés a mis en évidence des spectres monocouleur pour les lasers présentant 0,7 dB/cm de pertes par propagation également des spectres bicouleur pour les lasers présentant 0,3 dB/cm de pertes par propagation. Une étude temporelle des impulsions montre que la durée minimale des impulsions monocouleur pourrait être de $(1,3 \pm 0,3)$ ps et de $(2,4 \pm 0,3)$ ps pour les impulsions bicouleur. Cependant, dans les deux cas, la durée réelle des impulsions est certainement supérieure aux valeur mesurée. En effet, les impulsions générées par un laser à soliton dissipatifs sont habituellement fortement modulées en fréquence.

Les perspectives de ce travail sont nombreuses car il s'agit d'une étude préliminaire. Dans un premier temps, nous proposons de réaliser une mesure d'autocorrélation en intensité. Celle-ci permettrait de mesurer la durée réelle des impulsions. Dans un second temps, une étude plus approfondie du laser bicouleur est envisagée. Il doit en effet être possible de générer des fréquences THz en focalisant ce laser sur un détecteur rapide. Finalement, une analyse du spectre d'émission de l'ytterbium dans le verre a mis en évidence la possibilité de générer des impulsions ultra-courtes avec ce type de matériau.

Conclusion générale

L'étude et la réalisation d'une source supercontinuum ont été présentées dans ce manuscrit. Ces sources présentent un grand intérêt pour des applications telles que la tomographie optique cohérente car elles allient une très faible cohérence temporelle à une excellente cohérence spatiale. Ces sources peuvent être réalisées en pompant une fibre à cristaux photoniques avec un laser impulsionnel fonctionnant en régime Q-switch ou mode-lock. Au début de notre travail, nous avons montré l'intérêt d'utiliser un laser en optique intégrée sur verre fonctionnant en régime Q-switch. Les chapitres I à III ont décrit l'état de l'art, la conception et la caractérisation de la source. Le chapitre IV a quant à lui été dévolu à l'approfondissement d'une des perspectives de ce travail : la réalisation de laser à modes bloqués intégrés sur verre.

Dans le premier chapitre, après avoir décrit l'histoire de la lumière « blanche », nous avons justifié l'intérêt des sources supercontinuum pour des applications comme la tomographie optique cohérente où l'utilisation d'une source spatialement cohérente à spectre ultra-large est indispensable. Une source supercontinuum utilise un milieu non-linéaire pour élargir le spectre d'un laser dit « de pompe ». Les premières sources supercontinuum étant réalisées en volume, les lasers de pompe utilisés devaient alors fournir des puissances très élevées pour obtenir un élargissement spectral notable. C'est pourquoi les fibres optiques permettant un bon contrôle sur le confinement furent par la suite utilisées. La réalisation de fibres à cristaux photoniques a permis d'optimiser les performances des sources supercontinuum grâce à un meilleur confinement du champ, une plage de monomodalité importante et un contrôle de la dispersion chromatique. Nous avons alors choisi d'utiliser une fibre microstructurée afin de réaliser une source supercontinuum. Concernant le laser de pompe, notre choix s'est porté sur un laser impulsionnel déclenché par modulation passive des pertes pour des raisons d'intégration. Après un état de l'art des sources laser impulsionnelles en optique guidée, nous avons choisi d'étudier plus particulièrement un laser réalisé par échange d'ions en optique intégrée sur verre. En effet, ce type de technologie présente une bonne compatibilité avec les fibres optiques et est intégrable directement avec une FCP. L'objectif de cette étude était donc de réaliser une source supercontinuum utilisant une fibre microstructurée pompée par un laser impulsionnel Q-switch réalisé en optique intégrée sur verre. Les impulsions émises par le laser devaient avoir une puissance crête supérieure au kW et la structure devait permettre un bon couplage avec les FCPs.

Lors du deuxième chapitre, nous nous sommes intéressés au fonctionnement théorique du laser de pompe envisagé en étudiant dans un premier temps le guide d'onde amplificateur. Ceci nous a permis de dimensionner les paramètres de l'échange d'ions afin de se placer dans les conditions optimales pour notre application. Ensuite, une étude du laser continu utilisant le guide d'onde dimensionné a montré qu'une cavité Fabry-Perot sans miroir de sortie pouvait fonctionner à condition d'optimiser la réalisation du guide d'onde. Finalement, nous avons modélisé le comportement de l'absorbant saturable dans notre structure hybride. Nous avons ainsi pu prévoir les caractéristiques des impulsions pouvant être émises par le dispositif étudié et déterminer la gamme de concentration en BDN permettant d'obtenir des performances conformes aux objectifs.

Dans le troisième chapitre, nous avons utilisé les paramètres issus de la modélisation menée au chapitre II pour réaliser les guides d'onde actifs. Le procédé de réalisation est également amélioré de manière à minimiser les pertes par propagation des guides d'onde. Ces derniers sont alors réalisés et caractérisés. Un comportement monomode a été validé aux longueurs d'ondes de pompe et de signal. Une mesure des pertes par propagation a ensuite permis de sélectionner les guides d'onde présentant des pertes par propagation faibles (0,1 dB/cm). Afin d'élargir le champ d'étude, deux guides d'onde réalisés à partir d'ouvertures de diffusion proches de la valeur nominale (3 μm et 4 μm) ont été étudiés de la même manière. Les trois guides sont donc utilisés pour la réalisation de lasers continus en utilisant une cavité Fabry-Perot. Celle-ci était constituée d'un miroir à 100% de réflexion à l'entrée et de la réflexion de Fresnel correspondant à un miroir de 4% de réflexion en sortie. On a ainsi pu déterminer la fenêtre de diffusion permettant d'obtenir le laser le plus efficace (4 μm). Les caractéristiques de ce laser ont été comparées aux simulations afin de déterminer les paramètres physiques d'up-conversion et de pertes dues aux miroirs. Une étude de l'absorption en fonction de la concentration en BDN dans le superstrat a été effectuée afin de déterminer la section efficace d'absorption du BDN dans la matrice polymère hôte. En utilisant les concentrations fixées grâce à l'outil de simulation, nous avons réalisé des lasers impulsions déclenchés par modulation passive des pertes. L'étude des impulsions émises par les différents laser a permis de sélectionner celui émettant les impulsions de plus forte puissance crête. Nous avons pu observer que les impulsions de puissance crête maximale étaient générées en utilisant une concentration en BDN de $6,0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Ces paramètres ont permis l'émission d'un signal de $(37 \pm 1) \text{ mW}$ de puissance moyenne composé d'impulsions d'une durée de $(0,65 \pm 0,1) \text{ ns}$ avec un temps de répétition de $(50 \pm 2) \mu\text{s}$, une énergie par impulsion de $(1,86 \pm 0,2) \mu\text{J}$ et une puissance crête de $(2,8 \pm 0,6) \text{ kW}$. De plus, nous avons pu observer que la limite de cette technologie était atteinte car pour une plus forte concentration en BDN, un phénomène de dégradation de l'absorbant saturable est apparu. Finalement, ce laser impulsions a été utilisé pour la réalisation de la source supercontinuum en couplant directement la lumière émise dans la fibre microstructurée. La caractérisation de cette source a permis de mesurer un spectre d'émission allant de 440 nm à plus de 1600 nm. La faisabilité d'une source supercontinuum compacte et robuste a donc été démontrée.

Les objectifs de l'étude ayant été atteints, nous avons choisi dans le chapitre IV de présenter les lasers à modes bloqués opérant en régime « soliton dissipatif » à dispersion normale. Un temps de répétition de 300 ps correspondant à la durée d'un aller-retour de l'impulsion dans la cavité a été mesurée et atteste le verrouillage des modes. De plus, des spectres monocolore ou bicolore ont été mis en évidence. Ce dernier pourrait être intéressant pour la génération de signaux THz par battement bicolore. En effet, nous avons également vérifié que les deux couleurs étaient synchronisées en effectuant une mesure d'autocorrélation en amplitude après avoir mis en place un banc de caractérisation adapté. Nous avons alors pu observer les battements à 600 GHz dans la figure d'autocorrélation réalisée. Cette première démonstration d'un laser à soliton dissipatif intégré ouvre de nombreuses perspectives aussi bien d'un point de vue scientifique qu'applicatif.

Liste des figures

| | |
|---|----|
| Figure I-1 : Schéma représentant la décomposition et la recombinaison de la lumière blanche provenant du soleil (O) réalisé par I. Newton[7]. | 7 |
| Figure I-2 : Principe de la topographie optique utilisant un interféromètre de Michelson. | 8 |
| Figure I-3 : Image 3D d'une poutre de 70 μm de long réalisée par interférométrie optique en lumière blanche[11]. | 9 |
| Figure I-4 : Images 3D d'un cœur d'embryon de poule durant son développement réalisées par TOC [1]. | 11 |
| Figure I-5 : Images d'une artère coronaire réalisées par TOC endoscopique chez un patient vivant [17]. | 11 |
| Figure I-6 : Spectre d'émission de la lampe à arc Xénon[19]. | 12 |
| Figure I-7 : Schémas d'une LED blanche (LED bleu + couche de phosphore) (a) et son spectre d'émission (b) [20]. | 13 |
| Figure I-8 : Spectre d'une source supercontinuum obtenu avec une fibre à cristaux photoniques [21]. | 14 |
| Figure I-9 : Description du mélange à quatre ondes. | 17 |
| Figure I-10 : Photographie prise au microscope électronique d'une fibre à cristal photonique [27]. | 18 |
| Figure I-11 : Spectre d'émission de la source supercontinuum réalisée par Ranka et al.[28]. | 20 |
| Figure I-12 : Spectres d'émission des sources supercontinuum réalisées par Wadsworth et al.[30]. | 21 |
| Figure I-13 : Schéma d'un laser impulsif par modulation des pertes. | 22 |
| Figure I-14 : Schéma représentant les pertes d'un absorbant saturable en fonction du flux de photon le traversant. | 23 |
| Figure I-15 : Schéma temporel présentant le fonctionnement d'un laser Q-switch passif. | 23 |
| Figure I-16 : Schéma du microlaser pulsé réalisé par J.J. Zayhowsky en 1994 [32]. | 24 |
| Figure I-17 : Schéma du laser pulsé réalisé sur fibre optique par I.P. Alcock et al. [36]. | 25 |
| Figure I-18 : Schéma du premier laser Q-switch à base de semi-conducteur réalisé par T. Tsukada et al. [41]. | 26 |
| Figure I-19 : Schéma du premier laser Q-switch réalisé par E. Lallier et al. [44]. | 27 |
| Figure I-20 : Schéma du laser Q-switch actif réalisé par J.S. Wilkinson et E.K. Mwarania [46]. | 28 |
| Figure I-21 : Schéma du laser Q-switch passif réalisé par J.A. Aust et al. [47]. | 28 |

| | |
|--|----|
| Figure I-22 : Schéma du laser Q-switch passive totalement intégré réalisé par R. Salas-Montiel et al. [4]. | 29 |
| Figure II-1 : Schéma représentant les trois processus fondamentaux d'interaction photon-matière : l'absorption (a), l'émission stimulée (b) et l'émission spontanée (c). | 35 |
| Figure II-2 : Schéma d'un amplificateur à 2 niveaux n'énergies. | 36 |
| Figure II-3 : Niveaux d'énergie de l'ion Nd ³⁺ [51]. | 37 |
| Figure II-4 : Niveaux d'énergie et transitions de l'ion Nd ³⁺ utilisés dans notre étude. | 38 |
| Figure II-5 : Schéma représentant l'up-conversion dans le cas du Néodyme. | 39 |
| Figure II-6 : Différents types de guides canaux. | 40 |
| Figure II-7 : Guide plan à saut d'indice et forme des modes propagés dans ce type de structure. | 41 |
| Figure II-8 : Schéma illustrant le principe de l'échange d'ions dans un verre silicate. | 44 |
| Figure II-9 : Schéma représentant le processus technologique de réalisation des guides d'ondes par échange d'ions | 45 |
| Figure II-10 : Carte d'indice obtenue par simulation d'un échange d'ions de 4 minutes au travers d'une fenêtre de diffusion de 2 μm avec une concentration molaire en ions argent de 20% dans les sels à 330°C en utilisant les coefficient de [58]. | 47 |
| Figure II-11 Profil d'indice obtenu avec la méthode « WKB-inverse » pour les 6 échantillons. | 48 |
| Figure II-12 : Courbe de saturation du verre IOG1 pour un échange d'ions argent/sodium à 320°C. | 49 |
| Figure II-13 : Schéma du guide d'onde à dimensionner. | 50 |
| Figure II-14 : Modicité du guide d'ondes en fonction de la fenêtre d'ouverture et du temps pour un échange d'ions Ag ⁺ /Na ⁺ à 320°C à λ _p (a) et à λ _s (b). | 51 |
| Figure II-15 : Recouvrement des deux zones monomodes aux longueurs d'ondes de pompe et signal. | 51 |
| Figure II-16 : Coefficient de couplage entre le guide d'ondes réalisé et une fibre optique HI1060 en fonction de la durée de la rediffusion thermique. | 52 |
| Figure II-17 : Champs théoriques propagés à la longueur d'onde de pompe (a) et de signal (b) dans le guide d'onde optimisé. | 53 |
| Figure II-18 : Gain du guide d'onde amplificateur en fonction de la puissance de pompe pour différentes longueurs. | 54 |
| Figure II-19 : Gain du guide d'onde amplificateur en fonction de sa longueur pour différentes puissances de pompe. | 54 |
| Figure II-20 : Schéma représentant la cavité Fabry-Perot (a), le DFB (b) et l'anneau (c). | 55 |
| Figure II-21 : Représentation schématique de l'oscillateur électronique (a) en comparaison avec l'oscillateur optique (b), en rouge l'amplificateur, en jaune la source d'énergie et en bleu la contre-réaction. | 56 |
| Figure II-22 : Schéma représentant l'évolution du gain de l'amplificateur en fonction de la puissance du signal et montrant le point de l'état stable du laser. | 58 |

| | |
|---|----|
| Figure II-23 : Schéma représentant la découpe de la cavité Fabry-Perot utilisée pour les simulations du laser continu..... | 59 |
| Figure II-24 : Puissances internes d'un laser Fabry-Perot de 4 cm fermé avec un miroir à 100% de réflexion en entrée et à 80% de réflexion en sortie pour une puissance de pompe de 700 mW. ... | 59 |
| Figure II-25 : Puissance de sortie du laser continu en fonction de la réflectivité du miroir de sortie pour différentes puissances de pompes pour un guide d'onde amplificateur à faible pertes de propagation (0,1 dB/cm)..... | 60 |
| Figure II-26 : Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe pour différentes pertes par propagation..... | 61 |
| Figure II-27 : Schéma représentant la variation du gain en fonction du temps dans un laser Q-switch. | 63 |
| Figure II-28 : Évolution du coefficient de pertes introduites par l'absorbant saturable en fonction du flux de photons. | 65 |
| Figure II-29 : Système à 4 niveaux du BDN. | 65 |
| Figure II-30 : Représentation schématique du laser pulsé par modulation passive des pertes étudié.... | 67 |
| Figure II-31 : Schéma représentant la discrétisation transverse des champs de signal..... | 68 |
| Figure II-32 : Schéma représentant le maillage suivant l'axe z de la cavité laser..... | 69 |
| Figure II-33 : Puissance crête en fonction de la concentration en BDN pour des pertes par propagation de 0 dB/cm et de 1,2 dB/cm. | 70 |
| Figure III-1 : Dispositif envisagé. | 74 |
| Figure III-2 : Procédé de réalisation du guide d'onde actif. | 75 |
| Figure III-3 : Schéma représentant la cartographie et la numérotation des guides à caractériser. | 78 |
| Figure III-4 : Schéma représentant le banc de mesure de « champ proche ». | 78 |
| Figure III-5 : Définition des largeurs à $1/e^2$ des champs guidés..... | 79 |
| Figure III-6 : Schéma représentant le banc de mesure des pertes (a) et de référence (b). | 81 |
| Figure III-7 : Schéma représentant le banc de mesure des pertes par couplage. | 82 |
| Figure III-8 : Simulation du gain en fonction de la puissance de pompe pour les amplificateurs optiques réalisés avec les guides G1, G2 et G3..... | 84 |
| Figure III-9 : Schéma représentant la structure du laser Fabry-Perot. | 85 |
| Figure III-10 : Photographie du banc de caractérisation des lasers Fabry-Perot..... | 86 |
| Figure III-11 : Puissance de sortie des lasers Fabry-Perot en fonction de la puissance de pompe couplée..... | 88 |
| Figure III-12 : Comparaison de la mesure avec la simulation du laser réalisé avec le guide G3..... | 89 |
| Figure III-13 : Schéma représentant les origines des pertes dues au miroir | 90 |
| Figure III-14 : Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe pour différents coefficients de pertes par les miroirs pour le guide G3. | 90 |

| | |
|--|-----|
| Figure III-15 : Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe pour différents coefficients d'up-conversion pour le guide G3. | 91 |
| Figure III-16 : Procédé de réalisation de la couche d'acétate de cellulose dopée BDN. | 92 |
| Figure III-17 : Photographies des couches d'acétate de cellulose dopées avec du BDN pour des concentrations de $7 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (a), 10^{24} m^{-3} (b) et $1,5 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ (c) au microscope optique avec un objectif x50. | 92 |
| Figure III-18 : Coefficient d'absorption en fonction de la concentration en BDN dans la couche d'AC pour chaque guide étudié. | 93 |
| Figure III-19 : Puissance crête calculée des impulsions en fonction de la concentration en BDN dans l'AC dans le cas du laser réalisé avec le guide G3. | 94 |
| Figure III-20 : Banc de caractérisation de la forme temporelle des impulsions. | 96 |
| Figure III-21 : Puissance moyenne (a), fréquence de répétition et durée d'impulsion (b) des lasers impulsionnels utilisant le guide G3 en fonction de la concentration en BDN. | 96 |
| Figure III-22 : Puissance crête des impulsions générées par les lasers impulsionnels utilisant le guide G3 en fonction de la concentration en BDN dans l'acétate de cellulose. | 97 |
| Figure III-23 : Forme temporelle des impulsions en sortie du laser impulsionnel réalisé avec le guide G3 et une concentration en BDN de $6 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ | 98 |
| Figure III-24 : Montage expérimental de la source supercontinuum. | 98 |
| Figure III-25 : Image de la coupe transverse de la fibre microstructurée réalisée avec un microscope électronique à balayage. | 99 |
| Figure III-26 : Schéma de la source supercontinuum dont le signal de sortie est dispersé au travers d'un prisme. | 100 |
| Figure III-27 : Photographie du faisceau émis par la source supercontinuum après dispersion au travers d'un prisme. | 100 |
| Figure III-28 : Densité spectrale en sortie de la source supercontinuum sans corrections. | 101 |
| Figure III-29 : Densité spectrale de puissance en sortie de la source supercontinuum. | 102 |
| Figure III-30 : Schéma du dispositif envisagé après intégration de la pompe et du miroir d'entrée. ... | 104 |
| Figure III-31 : Schéma de principe d'une source supercontinuum réalisée en optique intégrée sur verre. | 105 |
| Figure IV-1 : Première observation d'impulsions brèves dans une impulsion Q-switch par R.Salas-Montiel [58]. | 108 |
| Figure IV-2 : Schéma présentant les modes Fabry-Perot pouvant être émis par un laser utilisant cette structure. | 109 |
| Figure IV-3 : Intensité correspondant à la somme des modes en phase. | 111 |
| Figure IV-4 : Schéma représentant le laser impulsionnel déclenché par blocage de modes du point de vue corpusculaire. | 111 |
| Figure IV-5 : Dispositif laser à blocage de modes actif. | 112 |

| | |
|---|-----|
| Figure IV-6 : Dispositif laser mode-lock actif réalisé par Takara et al.[71]. | 113 |
| Figure IV-7 : Dispositif laser à blocage de mode passif. | 113 |
| Figure IV-8 : Graphique présentant le principe de fonctionnement de l'absorbant saturable pour le mode-lock passif. | 114 |
| Figure IV-9 : Schéma représentant la formation de l'impulsion dans la cavité dans le cas d'un absorbant saturable rapide. | 115 |
| Figure IV-10 : Dispositif laser à blocage de modes avec absorbant saturable rapide réalisé par Keller et al. [75]. | 115 |
| Figure IV-11 : Schéma représentant la formation de l'impulsion dans la cavité dans le cas d'un absorbant saturable lent. | 116 |
| Figure IV-12 : Dispositif de laser impulsionnel à blocage de mode réalisé par Pudo et al. [78]. | 117 |
| Figure IV-13 : Structure développée par Zhang et al. dans le but générer un laser à soliton dissipatif [79]. | 118 |
| Figure IV-14 : Spectre d'émission spontanée normalisé du verre IOG1 dopé néodyme en fonction de la fréquence optique. | 119 |
| Figure IV-15 : Images des intensités des champs propagés dans le guide d'ondes à $\lambda_s = 1053$ nm (a) et $\lambda_p = 800$ nm (b). | 121 |
| Figure IV-16 : Schéma représentant le laser impulsionnel. | 122 |
| Figure IV-17 : Banc de caractérisation temporel du laser impulsionnel. | 122 |
| Figure IV-18 : Caractéristique temporelle du laser impulsionnel pour $C_{BDN} = 1,9 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. | 123 |
| Figure IV-19 : Oscillogramme du laser mode-lock stable pour $C_{BDN} = 1,2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$. | 123 |
| Figure IV-20 : Schéma du banc de caractérisation spectrale. | 124 |
| Figure IV-21 : Spectres d'émission des lasers impulsionnels pour $\alpha_{prop} = 0,7$ dB/cm (a) et pour $\alpha_{prop} = 0,3$ dB/cm (b). | 125 |
| Figure IV-22 : Spectre d'une impulsion après propagation dans une fibre optique en ne prenant en compte que la SPM [82]. | 125 |
| Figure IV-23 : Banc d'autocorrélation en amplitude. | 126 |
| Figure IV-24 : Autocorrélation en amplitude des impulsions bicolores. | 127 |
| Figure IV-25 : Schéma représentant un système de génération de THz pour scanner des échantillons. | 129 |
| Figure IV-26 : Spectre d'émission du verre IOG1 dopé ytterbium. | 130 |
| Figure IV-27 : Photographie du laser réalisé sur un verre IOG1 dopé à l'ytterbium. | 131 |
| Figure IV-28 : Première observation du spectre d'émission d'un laser réalisé sur verre IOG1 dopé à l'ytterbium. | 131 |

Liste des tableaux

| | |
|--|-----|
| Tableau I-1 : Récapitulatif des sources blanches..... | 15 |
| Tableau I-2 : Tableau récapitulatif de l'état de l'art des lasers impulsionnels en optique guidée. | 29 |
| Tableau II-1 : Échanges d'ions réalisés pour déterminer les coefficients de diffusion..... | 48 |
| Tableau II-2 : Valeurs des coefficients de diffusion à 320°C dans le verre IOG1 déterminés grâce à une méthode Monte-Carlo. | 49 |
| Tableau II-3 : Caractéristiques du BDN dans une matrice de polymère d'acétate de cellulose pour τ et dans du dichloroéthane pour σ_{abs1} et σ_{abs2} | 66 |
| Tableau II-4 : Synthèse du dimensionnement du laser impulsionnel..... | 71 |
| Tableau III-1 : Comparaison de la taille des modes guidés entre les mesures et les simulations à $\lambda = 1053$ nm (l'incertitude sur les calculs est liée au pas de discrétisation) | 80 |
| Tableau III-2 : Pertes par couplage mesurées en fonction de la fenêtre de diffusion. | 83 |
| Tableau III-3 : Pertes par propagation des guides étudiés. | 83 |
| Tableau III-4 : Coefficient de couplage de la pompe dans les guides d'onde. | 87 |
| Tableau III-5 : Puissance de seuil et efficacité des dispositifs étudiés. | 88 |
| Tableau III-6 : Concentrations de BDN dans l'AC étudiées. | 92 |
| Tableau III-7 : Synthèse des résultats du chapitre III..... | 103 |

Bibliographie

- [1] T. M. Yelbuz, M. A. Choma, L. Thrane, M. L. Kirby, et J. A. Izatt, “Optical coherence tomography: a new high-resolution imaging technology to study cardiac development in chick embryos,” *Circulation* **106**, 2771 (2002).
- [2] R. R. Alfano et S. L. Shapiro, “Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass,” *Physical Review Letters* **24**, 584–587 (1970).
- [3] J. M. Dudley, G. Genty, et S. Coen, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber,” *Reviews of modern physics* **78**, 1135–1184 (2006).
- [4] R. Salas-Montiel, L. Bastard, G. Grosa, et J. E. Broquin, “Hybrid Neodymium-doped passively Q-switched waveguide laser,” *Materials Science & Engineering B* **149**, 181-184 (2008).
- [5] R. Descartes, *Oeuvres de Descartes*, Charles Adam et Paul Tannery, Paris (1902).
- [6] F. M. Grimaldi, *Physico-mathesis de lumine, coloribus et iride*, A. Forni, Bologna (1665).
- [7] I. Newton, *Opticks*, Smith & Walford, London (1704).
- [8] T. Young, “Experiments and calculations relative to physical optics” (1803).
- [9] C. Huygens, *Traité de la lumière*, Leide, Netherlands (1690).
- [10] M. F. Gendre, “Two centuries of electric light source innovations.”
- [11] C. O'Mahony, M. Hill, M. Brunet, R. Duane, et A. Mathewson, “Characterization of micromechanical structures using white-light interferometry,” *Measurement Science and Technology* **14**, 1807 (2003).
- [12] P. A. Flournoy, R. W. McClure, et G. Wyntjes, “White-light interferometric thickness gauge,” *Applied Optics* **11**, 1907–1915 (1972).
- [13] R. R. Nair, P. Blake, A. N. Grigorenko, K. S. Novoselov, T. J. Booth, T. Stauber, N. M. R. Peres, et A. K. Geim, “Fine structure constant defines visual transparency of graphene,” *Science* **320**, 1308 (2008).
- [14] A. Duparre et G. Notni, “Multitype surface and thin film characterization using light scattering, scanning force microscopy, and white light interferometry,” dans *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **1**, p. 213–231 (1999).
- [15] L. Froehly et R. Leitgeb, “Scan-free optical correlation techniques: history and applications to optical coherence tomography,” *Journal of Optics* **12**, 084001 (2010).

- [16] W. Drexler, U. Morgner, F. X. Kärtner, C. Pitris, S. A. Boppart, X. D. Li, E. P. Ippen, et J. G. Fujimoto, “In vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography,” *Optics letters* **24**, 1221–1223 (1999).
- [17] H. G. Bezerra, M. A. Costa, G. Guagliumi, A. M. Rollins, et D. I. Simon, “Intracoronary optical coherence tomography: a comprehensive review: clinical and research applications,” *JACC Interventions* **2**, 1035 (2009).
- [18] Paul Israel, *Edison: A life of invention*, John Wiley & son (2000).
- [19] A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, M. Sticker, E. Moreno-Barriuso, R. Leitgeb, W. Drexler, et H. Sattmann, “A thermal light source technique for optical coherence tomography,” *Optics communications* **185**, 57–64 (2000).
- [20] J. K. Kim, H. Luo, E. F. Schubert, J. Cho, C. Sone, et Y. Park, “Strongly enhanced phosphor efficiency in GaInN white light-emitting diodes using remote phosphor configuration and diffuse reflector cup,” *JAPANESE JOURNAL OF APPLIED PHYSICS PART 2 LETTERS* **44** (2005).
- [21] F. G. Omenetto, N. A. Wolchover, M. R. Wehner, M. Ross, A. Efimov, A. J. Taylor, V. Kumar, A. K. George, J. C. Knight, et al., “Spectrally smooth supercontinuum from 350 nm to 3 μ m in sub-centimeter lengths of soft-glass photonic crystal fibers,” *Optics Express* **14**, 4928–4934 (2006).
- [22] J. M. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. S. Windeler, B. J. Eggleton, et S. Coen, “Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping,” *JOSA B* **19**, 765–771 (2002).
- [23] W. Yu, R. R. Alfano, C. L. Sam, et R. J. Seymour, “Spectral broadening of picosecond 1.06 μ m pulse in KBr,” *Optics Communications* **14**, 344–347 (1975).
- [24] R. L. Fork, C. V. Shank, C. Hirlimann, R. Yen, et W. J. Tomlinson, “Femtosecond white-light continuum pulses,” *Optics Letters* **8**, 1–3 (1983).
- [25] W. Werncke, A. Lau, M. Pfeiffer, K. Lenz, H. J. Weigmann, et C. D. Thuy, “An anomalous frequency broadening in water,” *Optics Communications* **4**, 413–415 (1972).
- [26] P. B. Corkum, C. Rolland, et T. Srinivasan-Rao, “Supercontinuum generation in gases,” *Physical review letters* **57**, 2268–2271 (1986).
- [27] “<http://www.leukos-systems.com>.”
- [28] J. K. Ranka, R. S. Windeler, et A. J. Stentz, “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm,” *Optics letters* **25**, 25–27 (2000).
- [29] L. Provino, J. Dudley, H. Maillotte, R. S. Windeler, et B. J. Eggleton, “Compact visible continuum source based on a microchip laser pumped microstructured fiber,” dans *Nonlinear Guided Waves and Their Applications* (2001).
- [30] W. Wadsworth, N. Joly, J. Knight, T. Birks, F. Biancalana, et P. Russell, “Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres,”

- Optics Express* **12**, 299–309 (2004).
- [31] A. V. Avdokhin, S. V. Popov, et J. R. Taylor, “Continuous-wave, high-power, Raman continuum generation in holey fibers.”
- [32] J. J. Zayhowski et C. Dill III, “Diode-pumped passively Q-switched picosecond microchip lasers,” *Optics letters* **19**, 1427–1429 (1994).
- [33] B. Braun, F. X. Kärtner, G. Zhang, et others, “56-ps passively Q-switched diode-pumped microchip laser,” *Optics letters* **22**, 381–383 (1997).
- [34] G. J. Spühler, R. Paschotta, M. P. Kullberg, M. Graf, M. Moser, E. Mix, G. Huber, C. Harder, et U. Keller, “A passively Q-switched Yb: YAG microchip laser,” *Applied Physics B: Lasers and Optics* **72**, 285–287 (2001).
- [35] J. J. Zayhowski, C. Dill III, C. Cook, et J. L. Daneu, “Mid-and high-power passively Q-switched microchip lasers,” *OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid-State Lasers* **26**, 178–186.
- [36] I. P. Alcock, A. C. Tropper, A. I. Ferguson, et D. C. Hanna, “Q-switched operation of a neodymium-doped monomode fibre laser,” *Electronics Letters* **22**, 84–85 (1986).
- [37] Z. J. Chen, A. B. Grudinin, J. Porta, et J. D. Minelly, “Enhanced Q-switching in double-clad fiber lasers,” *Optics letters* **23**, 454–456 (1998).
- [38] B. Peng, Q. Liu, M. Gong, et P. Yan, “Acousto-optic Q-switched cladding-pumped ytterbium-doped fiber laser,” *Chinese Optics Letters* **5**, 415–417 (2007).
- [39] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, et R. O. Carlson, “Coherent light emission from GaAs junctions,” *Physical Review Letters* **9**, 366–368 (1962).
- [40] H. Kressel et M. Ettenberg, “Low-threshold double heterojunction AlGaAs/GaAs laser diodes: Theory and experiment,” *Journal of Applied Physics* **47**, 3533–3537 (1976).
- [41] T. Tsukada et C. Tang, “Q-switching of semiconductor lasers,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **13**, 37–43 (1977).
- [42] B. Ryvkin, E. A. Avrutin, et J. T. Kostamovaara, “Asymmetric-Waveguide Laser Diode for High-Power Optical Pulse Generation by Gain Switching,” *Lightwave Technology, Journal of* **27**, 2125–2131 (2009).
- [43] E. Lallier, J. P. Pocholle, M. Papuchon, C. Grezes-Besset, E. Pelletier, M. De Micheli, M. J. Li, Q. He, et D. B. Ostrowsky, “Laser oscillation of single-mode channel waveguide in Nd: MgO: LiNbO₃,” *Electronics Letters* **25**, 1491–1492 (1989).
- [44] E. Lallier, J. P. Pocholle, M. Papuchon, Q. He, M. De Micheli, et D. B. Ostrowsky, “Integrated Q-switched Nd: MgO: LiNbO₃ waveguide laser,” *Electronics Letters* **28**, 1428–1429 (1992).
- [45] J. E. Broquin, “Glass integrated optics: state of the art and position toward other technologies,” dans *Proceedings of SPIE* **6475**, p. 647507 (2007).
- [46] J. S. Wilkinson et E. K. Mwarania, “Rare-earth doped planar waveguide lasers,” in *Proc. Third Microoptics Cony., Pacific0 Yokohama, Japan.,* pp. 114-117 (1991).

- [47] J. A. Aust, K. J. Malone, D. L. Veasey, N. A. Sanford, et A. Roshko, “Passively Q-switched Nd-doped waveguide laser,” *Optics Letters* **19**, 1849 (1994).
- [48] L. Onestas, “Intégration verticale d'une fonction dichroïque en optique intégrée sur verre : Application à un duplexeur pompe/signal pour amplificateur optique hybride,” INPG (2010).
- [49] L. Bastard, J. E. Broquin, F. Gardillou, C. Cassagnettes, J. P. Schlotterbeck, et P. Rondeau, “Development of a ion-exchanged glass integrated optics DFB laser for a LIDAR application (Proceedings Paper).”
- [50] B. E. Saleh, M. C. Teich, et B. R. Masters, “Fundamentals of photonics,” *Journal of Biomedical Optics* **13**, 049901 (2008).
- [51] J.M. Jouanno, “Amplification optique dans les guides d'ondes réalisés par échange d'ions dans les verres phosphates dopés par des terre rares,” INPG (1995).
- [52] D. Bucci, B. Martin, et A. Morand, “Study of propagation modes of bent waveguides and micro-ring resonators by means of the aperiodic Fourier modal method,” dans *Proceedings of SPIE* **7597**, p. 75970U (2010).
- [53] D. R. Heatley, G. Vitrant, et A. Kevorkian, “Simple finite-difference algorithm for calculating waveguide modes,” *Optical and quantum electronics* **26**, 151–163 (1994).
- [54] G. R. Hadley et R. E. Smith, “Full-vector waveguide modeling using an iterative finite-difference method with transparent boundary conditions,” *Lightwave Technology, Journal of* **13**, 465–469 (1995).
- [55] M. L. Huggins, “The refractive index of silicate glasses as a function of composition,” *JOSA* **30**, 495–504 (1940).
- [56] P. Maass, “Towards a theory for the mixed alkali effect in glasses,” *Journal of non-crystalline solids* **255**, 35–46 (1999).
- [57] A. Lupascu, A. Kevorkian, T. Boudet, F. Saint-André, D. Persegol, et M. Levy, “Modeling ion exchange in glass with concentration-dependent diffusion coefficients and mobilities,” *Optical Engineering* **35**, 1603 (1996).
- [58] R. Salas-Montiel, “Sources lasers pulsées en optique intégrée sur verre,” INPG (2008).
- [59] R. Ulrich et R. Torge, “Measurement of thin film parameters with a prism coupler,” *Applied Optics* **12**, 2901–2908 (1973).
- [60] K. Chiang, “Construction of refractive-index profiles of planar dielectric waveguides from the distribution of effective indexes,” *Lightwave Technology, Journal of* **3**, 385–391 (1985).
- [61] L. Bastard, “Matrice de laser à haute cohérence en optique intégrée sur verre,” INPG (2003).
- [62] S. Blaize, L. Bastard, C. Cassagnettes, et J. E. Broquin, “Multiwavelengths DFB waveguide laser arrays in Yb-Er codoped phosphate glass substrate,” *Photonics Technology Letters, IEEE* **15**, 516–518 (2003).
- [63] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, et B. P. Flannery, “Numerical recipes in C” (1992).

- [64] P. P. Eggleton, "The evolution of low mass stars," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **151**, 351 (1971).
- [65] Z. Zhu et E. Garmire, "Optical bistability in BDN dye," *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **19**, 1495–1498 (1983).
- [66] R. C. Greenhow, D. M. Goodall, et R. W. Eason, "Ground-state repopulation time of BDN I and BDN II in a variety of solvent and plastic hosts," *Chemical physics* **83**, 445–450 (1984).
- [67] P. Bondonis, "Amélioration du procédé de dépôt de silicium polycristallin en vue d'application en optique intégrée" (2010).
- [68] W. Drexler, U. Morgner, F. X. Kärtner, C. Pitris, S. A. Boppart, X. D. Li, E. P. Ippen, et J. G. Fujimoto, "In vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography," *Optics letters* **24**, 1221–1223 (1999).
- [69] I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Ghanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, et R. S. Windeler, "Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air–silica microstructure optical fiber," *Optics Letters* **26**, 608–610 (2001).
- [70] F. Geoffray, "Study of chromatic dispersion in glass integrated waveguide" (2011).
- [71] H. Takara, S. Kawanishi, M. Saruwatari, et K. Noguchi, "Generation of highly stable 20 GHz transform-limited optical pulses from actively mode-locked Er³⁺-doped fibre lasers with an all-polarisation maintaining ring cavity," *Electronics Letters* **28**, 2095–2096 (1992).
- [72] J. E. Bowers, P. A. Morton, A. Mar, et S. W. Corzine, "Actively mode-locked semiconductor lasers," *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **25**, 1426–1439 (1989).
- [73] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek, et al., "Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* **2**, 435–453 (1996).
- [74] S. Y. Set, H. Yaguchi, Y. Tanaka, M. Jablonski, Y. Sakakibara, A. Rozhin, M. Tokumoto, H. Kataura, Y. Achiba, et al., "Mode-locked fiber lasers based on a saturable absorber incorporating carbon nanotubes," dans *Optical Fiber Communication Conference* (2003).
- [75] S. Zhang, E. Wu, H. Pan, et H. Zeng, "Passive mode locking in a diode-pumped Nd: GdVO₄ laser with a semiconductor saturable absorber mirror," *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **40**, 505–508 (2004).
- [76] Franz X. Kaertner, "Mode-locked laser theory" (2006).
- [77] F. O'Neill, "Picosecond pulses from a passively mode-locked cw dye laser," *Optics Communications* **6**, 360–363 (1972).
- [78] D. Pudo, H. Byun, J. Chen, J. Sickler, F. X. Kärtner, et E. P. Ippen, "Scaling of passively mode-locked soliton erbium waveguide lasers based on slow saturable absorbers," *Opt. Express* **16**, 19221–19231 (2008).
- [79] H. Zhang, D. Y. Tang, X. Wu, et L. M. Zhao, "Multi-wavelength dissipative soliton operation of

- an erbium-doped fiber laser,” *Optics Express* **17**, 12692–12697 (2009).
- [80] A. Cabasse, B. Ortaç, G. Martel, A. Hideur, et J. Limpert, “Dissipative solitons in a passively mode-locked Er-doped fiber with strong normal dispersion,” *Optics Express* **16**, 19322–19329 (2008).
- [81] W. H. Renninger, A. Chong, et F. W. Wise, “Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers,” *Physical Review A* **77**, 23814 (2008).
- [82] R. Paschotta, *Field guide to laser pulse generation*, SPIE Press, Bellingham, WA (2008).
- [83] I. G. Cormack, W. Sibbett, et D. T. Reid, “Rapid measurement of ultrashort-pulse amplitude and phase from a two-photon absorption sonogram trace,” *JOSA B* **18**, 1377–1382 (2001).
- [84] J. K. Ranka, A. L. Gaeta, A. Baltuska, M. S. Pshenichnikov, et D. A. Wiersma, “Autocorrelation measurement of 6-fs pulses based on the two-photon-induced photocurrent in a GaAsP photodiode,” *Optics letters* **22**, 1344–1346 (1997).
- [85] I. Tomita, H. Suzuki, H. Ito, H. Takenouchi, K. Ajito, R. Rungsawang, et Y. Ueno, “Terahertz-wave generation from quasi-phase-matched GaP for 1.55 μm pumping,” *Applied Physics Letters* **88**, 071118 (2006).

