



HAL
open science

Développement d'une source laser picoseconde versatile pour la dermatologie esthétique.

Nicolas Valero

► **To cite this version:**

Nicolas Valero. Développement d'une source laser picoseconde versatile pour la dermatologie esthétique.. Physique [physics]. Université de Bordeaux, 2020. Français. NNT : 2020BORD0251 . tel-03252939

HAL Id: tel-03252939

<https://theses.hal.science/tel-03252939>

Submitted on 8 Jun 2021

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 PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

SPÉCIALITÉ : MATIÈRE, LASER, NANOSCIENCE

Par **Nicolas VALERO**

Développement d'une source laser picoseconde versatile pour la dermatologie
esthétique

Sous la direction de : **Dr. Fabien DORCHIES**

Encadrant : **Dr. Jérôme LHERMITE**

Soutenue le 14 décembre 2020

Membres du jury :

M. Hugues Guillet de Chatellus	Chargé de Recherche	CNRS	Rapporteur LiPhy Grenoble
Mme. Agnès Desfarges-Berthelemot	Professeur	Université de Limoges	Rapporteur XLIM
M. Emmanuel Hugonnot	Ingénieur/Chercheur	CEA	Examineur
Mme. Inka Manek-Hönninger	Professeur	Université de Bordeaux	Présidente
M. William Renard	Directeur Technique	IRISIOME	Invité
M. Denis Marion	Ingénieur/Chercheur	CEA	Invité
M. Fabien Dorchies	Directeur de Recherche	CNRS	Directeur
M. Jérôme Lhermite	Ingénieur de Recherche	CNRS	Encadrant

Remerciements

Lorsque j'ai débuté ma thèse, comme tout étudiant je pense, j'ai eu le plaisir coupable de penser aux mots que j'allais écrire dans les remerciements de mon manuscrit. Ces remerciements impliquent évidemment la réussite (ou du moins la fin) de la thèse. Ainsi, il est à présent le moment de les écrire, et je dois avouer que je ressens finalement moins d'entrain dans cette écriture que je ne puis l'imaginer trois ans auparavant. En effet, bien que satisfait de mon travail, je me rends compte que la thèse – bien que celle-ci soit un travail d'ampleur unique dans son format – n'est en réalité que le début de notre vie professionnelle, et qui plus est, le début d'un long chemin que l'on peut appeler « science » et qui mène vers la connaissance (pour les plus philosophes...). Alors, ces remerciements ils arrivent?!!

Je tiens tout d'abord à remercier le Pr. Éric Cormier – mon premier directeur de thèse – pour m'avoir fait confiance sur ce projet de thèse et pour le partage de ses connaissances ainsi que de son expérience de la recherche. Nous n'avons pas terminé cette aventure ensemble, mais je retiendrai de notre collaboration l'aboutissement de travaux scientifiques de qualité et publiés. Je remercie ensuite mon second directeur de thèse, le Dr. Fabien Dorchies, pour la reprise de la direction de thèse, son recul sur mes travaux scientifiques, et ses corrections orthographiques, grammaticales etc. Je dois dire que j'ai été impressionné par la capacité de relecture et de correction dont tu as fait preuve. Pour rester sur les directeurs, je remercie également le directeur du laboratoire CELIA, le Pr. Éric Mével, pour avoir accepté ma candidature et pour m'avoir soutenu lors des différentes péripéties qui me sont arrivées durant cette thèse. Dans ce sens, je remercie également l'ensemble de l'équipe de direction durant ma thèse : Mme Sophie Heurtebise, le Dr. Alexis Casner, le Dr. Fabien Dorchies.

Mes remerciements s'adressent ensuite aux deux personnes qui m'ont encadré tout au long de cette thèse. Tout d'abord, le Dr. Jérôme Lhermite qui était mon encadrant de thèse "officiel". Jérôme m'a encadré sans faille tout au long de cette thèse. Merci pour ta patience, la transmission d'une partie (car il y en a beaucoup) de ton savoir-faire en développement laser, et merci encore pour ta bienveillance au quotidien. Je m'estime chanceux d'avoir travaillé avec toi et je souhaite à tous les doctorants d'avoir quelqu'un comme toi à leurs cotés durant leurs travaux de thèse. Je tiens ensuite à remercier le Dr. Denis Marion. Denis m'a également encadré – de façon "non-officielle" – tout au long de cette thèse et a eu un rôle très important sur la fin de mes travaux de thèse et la relecture de mon manuscrit. Pour cela je te remercie Denis. Là encore, j'ai été chanceux de travailler avec toi et tu m'as impressionné par tes poly compétences (X...) aussi bien en physique (optique, mécanique, quantique etc.), qu'en électronique, ou encore en informatique. Ça sera dur de prendre mon envol sans vous les gars!!! On se verra sur les vagues et pas que j'espère!! Mes remerciements s'adressent à présent aux personnes du laboratoire qui ont partagé mon quotidien et qui ont souvent, pour ne pas dire toujours, été de bon conseils.

Tout d'abord : Mr. Christophe Feral, dont l'encadrement ponctuel et les conseils en développement laser, mécanique et thermique, ont été précieux et me serviront dans mes nouvelles activités. Le Dr. Jean Christophe Delagnes qui m'a souvent éclairci sur des notions d'ONL (optique non linéaire) ou plus largement sur l'ensemble du programme de Physique!! Le Dr. Xavier Rybeyre pour ces conseils éclaircis et sa bienveillance. Les Dr. Stéphane Petit et Dominique Deschamps pour leurs conseils et remarques en développement laser. Plus largement, je remercie l'ensemble de l'équipe GOLF du laboratoire CELIA.

Mr. Pierre Héricourt, pour son aide en programmation Python et les programmes développés qui ont simplifié mon quotidien. Le service informatique, et oui Richard, ton collègue "Runner" s'en va, mais je compte sur toi pour garder la forme!! Le secrétariat, Mme Céline Oum et Sonia Senut, pour tous les services rendus. Je suis fier d'avoir donné une nationalité de plus à Céline, déjà bien fournie à ce niveau : franco camerounaise suisse et maintenant basque!! Merci à Sonia Senut pour la description des magnifiques paysages de son pays de coeur, le COSTA RICA (PURA

VIDA), ainsi que des nombreux spots de surf. Je crois que je serais obligé d'y aller maintenant!! J'espère que les notions de basque que je vous ai transmises vont rester. Aujourd'hui je ne vous dis donc pas "Egun on" (bienvenu) mais "Ikus arte" (à bientôt). Je remercie bien évidemment mes collègues étudiants du CELIA et j'espère vous revoir prochainement autour d'une ou deux pintes!!!

Merci aux personnes du LP2N et du laboratoire commun LP2N/ALS. Merci à la société Iriosome et à son dirigeant – le Dr.Romain Royon – pour m'avoir accueilli et formé au début de ma thèse. Merci au Dr.Romain Dubrasquet pour sa pédagogie et son partage de savoir-faire en laser fibré. Merci au Dr.William Renard pour sa collaboration et la direction de mon stage de fin d'études (la route des lasers n'est pas si grande...). Je remercie également l'ensemble des gens, entreprises et laboratoires, qui ont participé à ma formation de docteur.

Dans ce sens, je tiens à remercier l'ensemble des enseignants que j'ai eu tout au long de mon cursus scolaire. Mention spéciale à Madame Ducazeau, ma première professeur de physique chimie au collège Elhuyar (HASPAREN), qui à travers de nombreuses punitions, m'a sans doute donné le goût de cette matière. Merci au Pr.Emmanuel Abraham qui m'a fait découvrir le laser et convaincu de faire un master de physique malgré ma réticence initiale...

Je termine en remerciant les membres de ma famille, mes amis, mes parents ainsi que mon frère, pour le soutien qu'ils m'ont apporté tout au long de ces travaux de thèse. Bien que mes parents ne soient pas de formation scientifique, je pense qu'à travers les valeurs inculquées, de travail, de rigueur, de ténacité, et de respect, j'ai sans doute reçu les leçons les plus utiles de ma vie. Pour cela, je vous remercie.

*« À Abuelo, Amatxi, Aitatxi et
ttantta »*

*« À tous les gens qui n'ont pas peur
de traverser des océans de doutes
pour réaliser leurs rêves. »*

Table des matières

Table des matières	vii
Liste des figures	ix
Liste des tableaux	xvii
1 Introduction générale	1
1.1 Contexte général de l'étude	2
1.2 Références	8
2 Applications médicales : étude de l'interaction laser/pigments pour le détatouage.	11
2.1 Introduction du chapitre	12
2.2 Mécanisme d'interaction du laser impulsionnel avec le tatouage	12
2.3 Composition chimique des encres	17
2.4 Étude des populations de particules dans les encres commerciales	17
2.5 Analyse des tailles de population des nanoparticules dans les encres de tatouage après irradiation laser	23
2.6 Conclusion du chapitre	28
2.7 Références	30
3 Éléments de théorie sur l'émission et la propagation de champs lumineux stimulés.	33
3.1 Introduction du chapitre	35
3.2 Théorie du guidage dans les fibres optiques	36
3.3 Oscillateur laser émettant en régime continu	49
3.4 Fibres optiques amplificatrices dopées aux ions Ytterbium	58
3.5 Effets non-linéaires dans les fibres optiques	65
3.6 Propriétés de cohérence des champs lumineux	73
3.7 Conclusion du chapitre	81
3.8 Références	82
4 Réalisation et étude de sources de lumière en régime continu sur le domaine de l'Ytterbium	87
4.1 Introduction du chapitre	89
4.2 Analyse temporelle de l'intensité d'un champ lumineux : détection linéaire	89
4.3 Réalisation d'un oscillateur laser fibré accordable en longueur d'onde en régime multimode	92
4.4 Réalisation expérimentale d'un oscillateur laser fibré monofréquence accordable en longueur d'onde	99
4.5 Réalisation expérimentale d'une source de lumière stochastique basée sur la génération d'ASE dans des fibres optiques dopées aux ions Ytterbium	117
4.6 Conclusion du chapitre	122
4.7 Références	124

5	Source de lumière pulsée picoseconde de forte puissance et application pour la génération de mélange à quatre ondes	127
5.1	Introduction du chapitre	128
5.2	Principales technologies lasers fibrées pour la génération d'impulsions picosecondes et utilisées en dermato-esthétique	128
5.3	Étude de la versatilité du système d'amplification utilisé	136
5.4	Application pour la génération de mélange à quatre ondes	150
5.5	Conclusion du chapitre	157
5.6	Références	159
6	Système impulsionnel de cohérence accordable pour la génération de processus non-linéaires efficaces.	163
6.1	Introduction du chapitre	164
6.2	Bref état de l'art sur l'utilisation des sources de lumière ASE	164
6.3	Cohérence des impulsions ASE	165
6.4	Dispositif expérimental	167
6.5	Détection non-linéaire	168
6.6	Génération de seconde harmonique	172
6.7	Conclusion du chapitre	173
6.8	Références	175
7	Extension en longueur d'onde : réalisation d'un système d'amplification fibré à 976 nm	177
7.1	Introduction du chapitre	178
7.2	État de l'art des sources laser fibrés émettant en régime continu à 976 nm	178
7.3	Réalisation d'un système fibré d'amplification laser à 976 nm	180
7.4	Conclusion du chapitre	188
7.5	Références	189
8	Conclusion générale et perspectives	191
8.1	Références	195
A	Histogramme et fonction de densité	I
A.1	Références	II
B	Modèle numérique de représentation des fluctuations en intensité.	III
B.1	Références	IV
C	Fonction de cohérence du second ordre dans le cas d'une source stochastique pulsée	V
C.1	Références	VI
D	Photos des différentes réalisations	VII
E	Publications et conférences	XI
F	Liste des acronymes	XIII
G	Glossaire	XVII
H	Liste des symboles	XXI

Liste des figures

1.1	Figure de gauche : représentation schématique du niveau de profondeur de pénétration de la lumière (selon la longueur d'onde) au sein des 3 tissus superposés qui composent la peau (ligne bleu). Les pigments d'encre sont situés dans le derme, typiquement entre 1 et 3 mm de profondeur. Figure de droite : représentation 3D de la peau humaine FERRAQ [2007]	3
1.2	Spectre d'absorption des principaux chromophores des tissus cutanés selon la longueur d'onde CHARDONNEAU [2016]	4
1.3	Effets obtenus avec les lasers sur les tissus biologiques en fonction, de la durée d'émission du laser et de l'irradiance MORDON [2010]	5
2.1	Schéma représentant les étapes du processus d'interaction laser/encre à l'origine de la fragmentation des particules d'encre au sein des tissus biologiques.	14
2.2	Images des granulomètres laser utilisés pour l'analyse des nanoparticules au sein des encres de tatouages.	18
2.3	Distribution en volume des populations de nanoparticules au sein d'un échantillon d'encre noire "Killer ink" en solution aqueuse. (a) - Solution statique . (b) - Solution sous ultrasons. (c) - Superposition des distributions. Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (μm). min = minutes	19
2.4	Distribution en volume des populations au sein de plusieurs échantillons contenant de l'encre en solution aqueuse. Encre analysée : rouge, verte, noire et violette. (a) - Solution statique après 5 minutes ($t_0 + 5$ minutes). (b) - Solution sous ultrasons. Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (μm).	20
2.5	Distribution en volume des populations de nanoparticules présentes au sein d'une encre commerciale noire de tatouage. (a) - Solution statique à t_0 . (b) - Solution statique à $t_0 + 5$ minutes . Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (nm).	21
2.6	Distribution en volume des populations de nanoparticules au sein d'une encre commerciale noire de tatouage. Solution statique à $t_0 + 5$ minutes. Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (nm).	22
2.7	Images MEB de l'encre noire sous forme de poudre à différents grossissements. La poudre est déposée sur un étalon de carbone séché et métallisé.	22
2.8	Analyse granulométrique en concentration de nanoparticules avant et après irradiation. Paramètres d'irradiation commun : $P = 12,3$ W, aire = $0,128$ cm ² , E/pulse = $2,6\mu\text{J}$, cadence = 5 MHz. (a) - Irradiation pendant 5 minutes : énergie cumulée de $0,96$ J pour une macro-impulsion de 100 ms (50 macro-impulsions émises à 10 Hz). (b) - Irradiation pendant 3 minutes : énergie cumulée de $3,96$ J pour une macro-impulsion de 300 ms (10 macro-impulsions émises à 3 Hz).	24
2.9	Distribution en volume des populations de nanoparticules d'une encre commerciale noire de tatouage sous forme de poudre. Solution statique à $t_0 + 5$ minutes. Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (μm).	25

2.10 Images MEB de l'encre noire sous forme de poudre après irradiation. Paramètres d'irradiation commun : $P = 12,3 \text{ W}$, aire = $0,128 \text{ cm}^2$, $E/\text{pulse} = 2,6\mu\text{J}$, cadence = 5 MHz . (a) - Irradiation pendant 5 minutes : énergie cumulée de $0,96 \text{ J}$ pour une macro-impulsion de 100 ms . (b) - Irradiation pendant 3 minutes : énergie cumulée de $4,90 \text{ J}$ pour une macro-impulsion de 300 ms	25
2.11 Distribution en volume des populations de nanoparticules d'une encre commerciale noire de tatouage gélifiée dans de l'agar-agar. Les trois échantillons ont été analysés avec les mêmes paramètres. Les échantillons analysés dans les figures (a), (b) et (c), correspondent à trois échantillons issus du même disque de gel. Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (nm).	27
2.12 Distribution en volume des populations de nanoparticules d'une encre commerciale noire de tatouage gélifiée dans de l'agar-agar, après irradiation. Paramètres d'irradiation : $P = 12,3 \text{ W}$, aire = $0,128 \text{ cm}^2$, $E/\text{pulse} = 2,6\mu\text{J}$, cadence = 5 MHz . Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (nm). Les échantillons analysés dans les figures (a), (b) et (c), correspondent à trois échantillons issus du même disque de gel. Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (nm).	28
3.1 Schéma de la coupe transverse d'une fibre optique à saut d'indice. La coupe du profil d'indice de la fibre est représentée à droite de la fibre.	40
3.2 Représentation des composantes transverses et longitudinale du vecteur d'onde \vec{k} . Le milieu d'indice n est supposé d'extension spatiale infinie. L'angle θ est défini par rapport à l'axe \vec{z}	40
3.3 Diagramme d'indice effectif du milieu constituant le coeur, la gaine et de la fibre optique à saut d'indice équivalente à la somme des deux milieux.	41
3.4 Distribution en intensité de plusieurs ordres de Higher Order Modes (HOM) se propageant de manière linéairement polarisée dans une fibre à saut d'indice GOMEZ-CASTELLANOS et RODRIGUEZ-DAGNINO [2007].	42
3.5 Représentation schématique d'une coupe transverse d'une fibre à cristal photonique à coeur haut indice et à guidage RTIM. La gaine est ici composée de trous d'air de bas indice. Λ = pas du réseau dans la maille. d = taille des inclusions dans la maille.	44
3.6 Diagramme d'indice effectif d'un milieu d'indice n_{haut} , dans lequel sont introduites des inclusions périodiques d'indice n_{bas} (trous d'air généralement), et de la fibre équivalente. Le guidage se fait par Réflexion Totale Interne Modifiée (RTIM).	45
3.7 Diagramme d'indice effectif d'un milieu d'indice n_{bas} , dans lequel sont introduites des inclusions périodiques d'indice n_{eff} , et de la fibre équivalente. Le guidage se fait par Bande Interdite Photonique (BIP).	46
3.8 Configuration de cavités optiques. (a) - Cavité laser linéaire type Fabry-Perot. (b) - Cavité laser en anneau. M_{Rmax} : miroir de réflexion 100% , I : Intensité dans la cavité, R et T : coefficient de réflexion et de transmission.	49
3.9 Représentation schématique des modes longitudinaux autorisés à osciller au sein d'une cavité laser en fonction de la forme de la courbe de gain (courbe rouge) et du niveau de perte du système (ligne en pointillée noire). ν_0 : fréquence fondamentale du système laser. $\Delta\nu$: ISL du système (eq.(3.53)). $\delta\nu$: Bande passante optique. La courbe noire insérée en coin illustre la largeur typique d'un mode longitudinal $\approx \text{MHz}$	51
3.10 Représentation des modes de fonctionnement d'une cavité laser. (a) - Fonctionnement dit naturel multimode. (b) - Fonctionnement dit monomode. (c) - Fonctionnement dit fortement multimode. $\delta\nu$: Bande passante optique.	51
3.11 Simulation des premiers modes d'ordre supérieur (HOM) selon le formalisme de mode transversal TEM cylindrique (p_l) "Laguerre-gaussien".	52

3.12	Illustration du facteur M^2 selon le rapport entre la divergence ϕ d'un faisceau réel et la divergence Θ du faisceau idéal de même waist, noté W_0 . Diamètres d'un faisceau réel (en pointillé noir) et d'un faisceau Gaussien (trait plein noir) en fonction de la distance au waist.	53
3.13	Onde électromagnétique de polarisation linéaire qui se déplace de la gauche vers la droite. Le champ électrique \vec{E} (en bleu) oscille dans la direction verticale et le champ magnétique \vec{B} dans une direction perpendiculaire au plan.	54
3.14	Ellipse de polarisation d'azimut α et d'ellipticité ϵ	55
3.15	Schéma représentant les deux lignes neutres de propagation (deux indices distincts) que possède une lame de phase (retardatrice). e = épaisseur de la lame de phase. $n_{Lent} \Rightarrow$ axe lent. $n_{Rapide} \Rightarrow$ axe rapide.	56
3.16	Illustration d'un contrôleur de polarisation réalisé par l'alternance d'une lame $\lambda/4$, $\lambda/2$ et $\lambda/4$. QWP = Quarter WavePlate, HWP = Half WavePlate.	56
3.17	Représentation de la polarisation par la sphère de Poincaré selon l'ellipse de la polarisation. β : l'ellipticité; Θ : l'azimut; V : polarisation linéaire verticale; H : la polarisation linéaire horizontale; PCD : la polarisation circulaire gauche; PCD : polarisation circulaire droite; a : le grand axe de l'ellipse de polarisation et b : le petit axe de l'ellipse de polarisation.	57
3.18	Domaine d'émission en longueur d'onde de différentes terres rares utilisées comme dopant pour les fibres optiques amplificatrices.	58
3.19	Niveaux d'énergie des dégénérescences de l'ion Ytterbium	59
3.20	Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion Ytterbium dans une matrice de silice, co-dopée Germanium	60
3.21	Décalage fréquentiel d'une impulsion gaussienne ($\gamma=1$) par automodulation de phase. Courbe bleue : impulsion. Courbe rouge : évolution en fréquence.	66
3.22	Modulations et élargissement spectral induit par l'automodulation de phase AGRAWAL [2001] . "Frequency spectrum" (axe x) : représentation spectrale des déformations induites par la Self Phase Modulation (SPM). "Intensity (axe y) : amplitude des déformations.	67
3.23	Niveaux d'énergie mis en jeu lors de la diffusion Raman et des processus de génération de l'onde Stokes ou anti-Stokes. Diffusion Raman avec décalage Stokes : la molécule absorbe de l'énergie et le photon diffusé a moins d'énergie que le photon incident. Diffusion Raman avec décalage anti-Stokes : la molécule perd de l'énergie et le photon diffusé a plus d'énergie que le photon incident.	68
3.24	Représentation schématique du processus de mélange à 4 ondes dégénéré et non dégénéré. Représentation énergétique (haut de la figure) et fréquentielle (bas de la figure).	71
3.25	Diagramme d'accord de phase d'une fibre microstructurée non-commerciale. Pompe @ 1025 nm \mapsto génération d'un signal @750 nm et un idler @1600 nm.	72
3.26	Forme graphique théorique des fonctions $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$ pour une source aléatoire (chaotique).	77
3.27	Forme graphique théorique des fonctions $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$ pour un laser comportant un seul mode optique d'amplitude stable au cours du temps.	78
3.28	Forme graphique théorique des fonctions $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$ pour un laser comportant de nombreux modes optiques : fluctuations de l'amplitude et de la phase des modes au cours du temps.	78

4.1	Superposition de la distribution de Bose-Einstein dégénérée, simulée pour deux facteurs M différents, et d'une fonction de densité de probabilité (fonction de densité de probabilité, "Probability Density Function" (PDF)) obtenue par la simulation d'un modèle issu de la mécanique classique. Courbe noire : PDF obtenue via le modèle dit "classique" pour un facteur M pris égal à 2,5. Courbe rouge : fonction obtenue à partir du modèle de distribution statistique de Bose - Einstein pour $M = 2,5$. Courbe magenta : fonction obtenue à partir du modèle de distribution statistique de Bose - Einstein pour $M = 1$.	90
4.2	Représentation schématique d'un oscillateur laser ayant une architecture en anneau entièrement fibré, et émettant à $1,03 \mu\text{m}$. WDM= Wavelength Division Multiplexor, 6/125 PM Yb^{3+} = modèle de fibre Polarization Maintaining Fiber (PM) et dopée aux ions ytterbium. Le coeur fait $6 \mu\text{m}$ de diamètre (Mode Field Diameter (MFD) @ 1060 nm = $7,5 \mu\text{m}$) pour une gaine $125 \mu\text{m}$. Le pompage optique se fait par le coeur.	92
4.3	Puissance moyenne de l'oscillateur laser multimode pour 580 mW de pompage optique à 976 nm (insert sur la figure). La puissance moyenne est donnée pour les différentes longueurs d'onde de fonctionnement du système.	93
4.4	Spectres gaussiens de haute résolution de l'oscillateur présentée en Fig.4.2. Filtre accordable type "Agiltron inc". Largeur à mi hauteur des spectres $\approx 150 \text{ pm}$.	94
4.5	Spectres de haute résolution de l'oscillateur laser (représenté en Fig.4.2) selon le filtre utilisé. (a) et (b) : oscillation libre FWHM \approx .(c) et (d) : insertion filtre "Agiltron Inc FWHM $\approx 1,2 \text{ nm}$. (e) et (f) : insertion filtre "WaveShaper" $< 60 \text{ pm}$.	95
4.6	Spectre Radio Fréquence (RF) de l'oscillateur laser selon la largeur de la bande de gain. (a) - Largeur de gain égale à 150 pm , la courbe noire représente le bruit de la chaîne détection : photodiode 5 GHz et analyseur RF de 3 GHz. (b) - Largeur de gain égale à 60 pm . ISL = Intervalle spectral libre.	96
4.7	Évolution au cours du temps de l'intensité de l'oscillateur laser multimode. Représentation sous forme d'une fonction de densité de probabilité PDF pour $\beta_{\text{op}}/\beta_{\text{el}} = 2$. Acquisition sur $500 \mu\text{s}$ - 1 million de points.	97
4.8	Évolution au cours du temps de l'intensité de l'oscillateur laser multimode. (a) - Trace temporelle oscilloscope sur $30 \mu\text{s}$ pour $\beta_{\text{op}}/\beta_{\text{el}} = 2$. (b) - Trace temporelle oscilloscope sur $1 \mu\text{s}$. $\beta_{\text{op}}/\beta_{\text{el}} = 5$.	97
4.9	Évolution au cours du temps de l'intensité de l'oscillateur laser multimode. Représentation sous forme d'une fonction de densité de probabilité (PDF) pour $\beta_{\text{op}}/\beta_{\text{el}} = 10, 20$ et 100 .	98
4.10	(a) - Représentation schématique de l'oscillateur laser avec ajout de sous-cavités de type I. (i) : oscillateur "classique", (ii) : ajout d'une sous-cavité OC_1 de longueur L_1 , (iii) : ajout d'une sous-cavité OC_2 de longueur L_2 avec $L_2 \ll L_1$, (iii) : ajout de deux sous-cavités OC_1 et OC_2 . (b) - Illustration de la sélection modale par rapport à l'ajout successif des sous-cavités. OC : Coupleur optique. BP : Bande passante optique.	101
4.11	Illustration du nombre de modes longitudinaux sous la bande passante optique (BP) imposée par la ou les sous-cavités insérées dans la cavité principale.	103
4.12	Représentation schématique d'une sous cavité de type II selon FENG et collab. [2013]. OC : coupleur optique	104
4.13	Spectre Radio Fréquence (RF) de la cavité principale sans sous-cavité. L'Intervalle Spectral Libre (ISL) est de $49,2 \text{ MHz}$. (\Leftrightarrow à $L = 4,10 \text{ m}$). Les pics observés sur la trace radio fréquence sont associés aux battements entre les modes optiques qui résonnent au sein de la cavité laser. Axe des ordonnées : amplitude (dBm). Axe des abscisses : fréquence (GHz).	106
4.14	Spectre RF de la cavité principale avec insertion d'une sous-cavité ($\text{OC}_1 = 50 \setminus 50$) dont la longueur de boucle varie. (a) - $L = 2,40 \text{ m}$. (b) $L = 1 \text{ m}$. (c) - $L = 60 \text{ cm}$. Axe des ordonnées : amplitude (dBm) . Axe des abscisses : fréquence (GHz).	107

4.15 Spectre RF de la cavité principale avec insertion de deux sous cavités ($OC_1 = 50\backslash 50$) dont les longueurs de boucles sont $L = 2,30$ m et $L = 2,40$ m. Axe des ordonnées : amplitude (dBm) . Axe des abscisses : fréquence (GHz).	109
4.16 Spectre RF de la cavité principale avec insertion d'une sous cavité de type II (OC_1 et $OC_2 = 80\backslash 20$) dont la longueur de boucle est 3,52 m. Axe des ordonnées : amplitude (dBm) . Axe des abscisses : fréquence (GHz)	110
4.17 Représentation schématique de la sous-cavité réalisée pour le développement de l'oscillateur mono-fréquence à cavités composées. OC_1 et OC_2 : coupleurs 2x2 à taux variable , 0 - 100% de transmission. OC_4 et OC_5 : coupleurs 2x2 50\50 intégrés dans des cavités de type I. OC_3 : coupleur 2x2 50\50; LR : Ligne à retard optique fibré ± 15 cm de différence de marche.	111
4.18 Spectres obtenus pour le développement de l'oscillateur monofréquence via l'insertion de cavités composées. (b) - Le contraste est évalué à 30 dB. (e) - La largeur à mi hauteur est prise pour un spectre gaussien et évaluée à 60 pm.	112
4.19 Excursions sur la longueur d'onde centrale du signal. (a)-(b) : deux exemples de signaux enregistrés. Les excursions sont comprises sur une bande de 150 pm.	113
4.20 Acquisitions de spectres RF réalisées dans le cadre de la caractérisation de l'oscillateur monofréquence. Tout au long des mesures, la puissance moyenne de signal à la photodiode 5 GHz est de 10 mW.	114
4.21 Acquisition de la puissance moyenne du système mono-fréquence sur 22 minutes. Puissance moyenne initiale = 25 mW. (a) - Environ 5% de déviation standard sur la puissance moyenne. (b) - Moins de 5% de déviation standard sur la puissance moyenne.	115
4.22 Évolution au cours du temps de l'intensité de l'oscillateur laser monofréquence réalisé. Représentation sous forme d'une fonction de densité de probabilité PDF). β_{op}/β_{el} vaut ≈ 2 . Acquisition sur 500 μ s- 1 million de points. Excursion de $\pm 0,5$ autour de la valeur moyenne.	116
4.23 Schéma de l'injecteur ASE réalisé au cours de ces travaux de thèse. LD : Diode laser; DC : Double Gaine; IF : Isolateur fibré. PTF : Filtre accordable programmable; FT : Filtre accordable avec 30 dB de contraste ("off band"); SC : Simple gain.	118
4.24 Bande d'accordabilité spectrale obtenue pour l'injecteur ASE développé. Spectre gaussien accordable de 1025 à 1050 nm de manière continue. Largeur spectrale accordable de 60 pm à 1 nm avec plus de 35 dB de contraste. BP : Bande passante.	119
4.25 Acquisition d'un spectre RF réalisé pour la caractérisation de l'injecteur ASE. La mesure correspond à 10 mW de puissance moyenne d'ASE filtré à 800 pm sur une photodiode 5 GHz.	120
4.26 Évolution au cours du temps de l'intensité de la source ASE. (a) - Représentation sous forme d'une fonction de densité de probabilité (PDF). Points noirs : points expérimentaux Mévalué à 2,4. Courbe rouge : Ajustement de Bose - Einstein pour $Mv= 2,5$. (b) - Trace temporelle oscilloscope sur 10 ns pour l'injecteur ASE (courbe rouge) et un oscillateur de référence mono-fréquence (courbe noire).	120
4.27 Superposition des fonctions de densité de probabilité (PDF) étudiés dans mes travaux de thèse. Courbe noire : PDF obtenue via le modèle dit "classique " pour un facteur M prit égal à 2,5. Courbe rouge : PDF obtenue à partir du modèle de distribution statistique de Bose - Einstein pour $M= 2,5$. Points bleus : données expérimentales.	121
5.1 Différentes solutions proposées dans le domaine de la dermato-esthétique pour la génération d'impulsions de quelques centaines à quelques dizaines de picosecondes.	129
5.2 (a) - Schéma de principe d'un laser à commutation de pertes. Le modulateur de pertes peut-être passif ou actif. (b) - Représentation des différentes phases jusqu'à la création de l'impulsion laser.	129

5.3	(a) - Schéma de principe d'un laser à verrouillage de mode passif utilisant un absorbant saturable intra cavité. (b) - Représentation des différentes phases jusqu'à la création de l'impulsion laser.	132
5.4	Schéma simplifié d'un modulateur de Mach-Zehnder : V_{DC} = tension de polarisation appliquée au Mach-Zehnder; V_{RF} = tension de modulation appliquée au Mach-Zehnder.	133
5.5	Schéma expérimental de la source accordable utilisée et étudiée au cours de cette thèse. GPO : Génération de "pulses" optiques; GPE : Génération de "pulses" électro-niques.	134
5.6	Représentation d'un train de macro-impulsions. Une macro-impulsion est une impulsion laser longue, à basse fréquence, qui englobe de nombreuses impulsions courtes émises à très haute fréquence.	135
5.7	Spectres gaussiens de haute résolution d'un injecteur laser accordable en longueur d'onde de 1030 à 1060 nm. La largeur spectrale peut aller de 1 nm à 100 pm.	137
5.8	Illustration du contraste ASE/signal amplifié. Amplification à différent taux de pompage d'un signal à 1058 nm lorsque le système est réglé à 100 MHz ((a)), puis 1 GHz((b)).- de taux de répétition.	138
5.9	Amplification à 1,5 W et 15 W d'un signal à 1035 nm via le système d'amplification. Pas d'observation de création d'ASE à 1030 nm.	139
5.10	Illustration de la SPM générée au sein des amplificateurs fibrés lors de la montée en puissance.	139
5.11	Dispositif expérimental permettant d'observer les fluctuations d'énergie d'une impulsion à une autre.	140
5.12	Évolution de l'amplitude en tension du signal de l'injecteur monomode ((a)), et de l'injecteur "few-modes" ((b)), sur 125 ms. Traces oscilloscope. Axe des ordonnées : amplitude (mV). Axe des abscisses : temps (ms).	141
5.13	Train d'impulsions à la sortie du module de découpe temporelle, pour 45 ps de durée d'impulsion et un taux de répétition de 5 MHz. (a) - résultat pour l'injecteur monomode. (b) - résultat pour l'injecteur few-modes. Traces obtenues à l'oscilloscope. Axe des ordonnées : amplitude (mV). Axe des abscisses : temps (ms).	141
5.14	Train d'impulsions à la sortie du module de découpe temporelle, réglé à 45 ps de durée d'impulsion et un taux de répétition de 5 MHz, lorsque l'injecteur continu est un oscillateur multimode. Traces obtenues à l'oscilloscope. Axe des ordonnées : amplitude (mV). Axe des abscisses : temps (ms).	142
5.15	Train d'impulsions à la sortie du module de découpe temporelle, réglé à 45 ps de durée d'impulsion et un taux de répétition de 5 MHz, lorsque l'injecteur continu est une source Amplified Spontaneous Emission (ASE) filtrée à différentes bandes passantes optiques : 700 pm, 400 pm, 100 pm. Traces obtenues à l'oscilloscope. Axe des ordonnées : amplitude (mV). Axe des abscisses : temps (ms).	143
5.16	Simulation de l'écart-type de la distribution en énergie dans les portes temporelles à la sortie du module de découpe. τ_{porte} = durée de la porte; τ_{coh} = temps de cohérence de l'injecteur Régime Continu, "Continuous Wave" (CW) (lié à la largeur de la bande passante optique de forme gaussienne). La longueur d'onde centrale est 1030 nm. L'écart-type évolue comme $1/\sqrt{\eta}$ conformément à une loi normale. La simulation a été réalisée pour 20000 portes temporelles.	144
5.17	Distribution de l'énergie contenue dans une porte E_{porte} (normalisée par rapport à l'énergie moyenne des portes $E_{\text{porte}}^{\text{moyen}}$) pour différents support spectraux de l'injecteur continu. La distribution converge vers une loi normale avec l'augmentation du support spectral (augmentation du nombre de réalisations aléatoires).	145

5.18	Analyses temporelles, faites à l'oscilloscope, de la durée d'impulsion à la sortie du système amplificateur selon les différents injecteurs. Paramètres du système : 45 ps de durée d'impulsion, 5 MHz de taux de répétition, 1 W de puissance moyenne. Axe des ordonnées : amplitude (mV). Axe des abscisses : temps (ms).	146
5.19	Analyses temporelles, faites à l'oscilloscope, de la durée d'impulsion à la sortie du système amplificateur. Le constructeur reporte quatre durées d'impulsion : 52 ps, 240 ps, 520 ps et 1 ns. Axe des ordonnées : amplitude (mV). Axe des abscisses : temps (ms).	146
5.20	Schéma représentant la notion de contraste d'impulsion entre le fond continu et le sommet de l'impulsion laser. (a) - Système avant découpe : émission d'un train d'onde en régime continu. (b) - Après découpe d'impulsion avec 30 dB de contraste : émission d'un train d'impulsions lasers de durée et taux de répétition variable. = Puissance crête des impulsions; P_{CW} = Puissance du fond continu de lumière.	147
5.21	Cartographie en couleur représentant la fraction d'énergie contenue dans les impulsions laser par rapport au taux de répétition et d'extinction des impulsions, les lignes continues noire et rouge représentent respectivement 50% et 80% de la fraction d'énergie contenue dans l'impulsion.	148
5.22	Image microscope d'une coupe transverse d'une fibre Photonic Crystal Fiber (PCF) fabriquée par XLIM.	152
5.23	Diagrammes d'accord de phase simulés des différentes fibres microstructurées utilisées pour la génération de mélange à quatre ondes. Les diagrammes ont été tracés à partir de précédentes acquisitions de spectres optiques dans le domaine du visible DELAGNES et collab. [2018].	153
5.24	Puissance du signal de sortie @ 722 nm obtenue par mélange à 4 ondes, en fonction de la puissance de pompe @ 1030 nm. Montée en puissance réalisée pour 4 tronçons de fibres optique : 130 cm, 100 cm, 80 cm, 40 cm.	154
5.25	Spectres optiques de haute résolution obtenus par mélange à quatre ondes dégénéré pour la fibre microstructurée PCF-D sur différentes longueurs de tronçons. Signal @ 722 nm et Idler @ 1785 nm.	155
5.26	Spectres optiques de haute résolution obtenues par mélange à 4 ondes dégénéré pour la fibre micro-structurée PCF-B. Signal @ 621 nm et "Idler" @ 2171 nm.	156
5.27	Spectres optiques, haute résolution, obtenues par mélange à 4 ondes dégénéré pour la fibre micro-structurée PCF-C. Signal @ 675 nm et "Idler" @ 2146 nm.	157
6.1	Représentation de la fonction de corrélation en intensité $g^{(2)}(\tau)$ (points bleues) de la source d'ASE pulsée. La fonction $g^{(2)}(\tau)$ est représentée comme le produit de la fonction $Q(\tau)$ (courbe rouge) par $1 + g^{(1)}(\tau) ^2$ (courbe verte) pour différentes durées de portes temporelles. Les données ont été simulées avec le modèle classique présentée en annexe B.	166
6.2	Configuration expérimentale du système ASE pulsé délivrant jusqu'à 20 W de puissance moyenne.	167
6.3	Configuration de l'injecteur ASE à 60 pm de bande passante optique.	168
6.4	Figures de gauche (a), (c), (e), (g) : traces d'autocorrélation normalisées expérimentales de la source pulsée ASE pour 4 temps de cohérence différents (i.e. 4 largeurs spectrales différentes). Les courbes verte et rouge correspondent à la fonction de corrélation du premier ordre extraite de la fonction $(1 + g^{(1)}(\tau) ^2)$ et à l'autocorrélation de porte temporelle extraite de la fonction $Q(\tau)$ respectivement. Courbes de droite (b), (d), (f), (h) : spectres expérimentaux mesurés correspondants.	171
6.5	Génération de seconde harmonique (Second Harmonique generation (SHG)) avec des impulsions picosecondes de cohérence temporelle variable. (a) -Symboles noirs : impulsions de haute cohérence. Symboles rouges : impulsions ASE de cohérence partielle. Lignes rouges : ajustement quadratique. (b)-rapport SHG entre les impulsions de cohérence basse et haute.	172

7.1	Représentation des familles de fibres couramment utilisées pour la génération de lumière cohérente à 976 nm.	179
7.2	Image microscope d'une coupe transverse de la fibre amplificatrice fabriquée par INO.	181
7.3	Profil de l'indice de réfraction de la fibre amplificatrice développée par INO.	181
7.4	Représentation schématique du système d'amplification fibré Ytterbium monolithique du type Master Oscillator Power Amplifier (MOPA). MD : miroir dichroïque; LC : lentille convergente; PM : puissance mètre; ISO : isolateur de Faraday fibré; Comb-HP : Combineur fibré haute puissance; MFA : soudure spéciale permettant d'adapter le mode spatial du combineur par rapport à la fibre amplificatrice.	182
7.5	(a) - Puissance des radiations à 976 nm et 1030 nm à la sortie du système du type MOPA. Points noirs : signal amplifié @ 976 nm. Points bleus : ASE @ 1030 nm. Ligne rouge : régression linéaire. (b) - Évolution de la température de la soudure du type adaptation spatial du mode, "Mode Field Adapter" (MFA) en fonction de la montée en puissance @ 976 nm. On note une évolution de 0,68 °C/W.	184
7.6	(a) - Spectres de haute résolution des signaux émis à la sortie du système type MOPA. Spectres en dB pour différentes puissances moyennes @ 975,7 nm. Courbe noire : spectre de l'injecteur @ 975,5 nm. (b) - Évaluation du contraste pic à pic (courbe rouge) et du contraste intégré sous les pics (courbe noire).	185
7.7	Acquisition longue durée en puissance pour différentes puissances moyennes de sortie : 12 heures @ 10W , 7 heures @ 20 W , 5 heures @ 31 W.	185
7.8	Évolution du mode spatial émis à 976 nm en fonction de l'évolution en puissance du système d'amplification.	186
7.9	(a) - Mesure de M^2 du faisceau à 4σ du diamètre (norme ISO 11446, Thorlabs Beam, Version 7.04131.235) du faisceau, pour une émission de 12 W de puissance moyenne à 976 nm. Mesure faite sur l'axe X (points rouges) et Y (points noirs). (b) - Évolution du M^2 avec la puissance. $M^2 @ 0,54 \text{ W} = 1,7 - M^2 @ 2,63 \text{ W} = 1,4 - M^2 @ 7 \text{ W} = 1,3 - M^2 @ 12 \text{ W} = 1,24$	187
7.10	Forme de faisceau , dite de " doughnut ", enregistrée à à 20 W et 25 W de puissance moyenne à 976 nm. Images enregistrées en champ proche.	188
A.1	Exemple de représentation statistique de l'histogramme et de la fonction de densité associée. $H(I)$: histogramme; dn : pas de l'histogramme; $P(I)$: fonction de densité de probabilité; N : taille de la liste de données.	II
D.1	Photo de l'oscillateur multimodes accordable en longueur d'onde. LD : Diode laser. VII	
D.2	Photos de l'oscillateur monofréquence intégrant les sous-cavités. Technique dite des sous-cavités composées. LR : ligne à retard optique. CV : coupleurs à taux de couplage variable. MM = oscillateur multimodes.	VIII
D.3	Photo de l'injecteur ASE et du filtre accordable du type "Waveshaper". FP : filtre programmable accordable type "Waveshaper" (société Finisar).	IX
D.4	Photo de l'amplificateur commercial "MANNY" (société IRISIOME) contenant le module de découpe. Système de type MOPA. LD : diode laser. GBF : générateur de basse fréquence.	IX
D.5	Photo du banc de test utilisé pour la génération d'effets non-linéaires optiques . 1 : Système d'injection et d'adaptation du mode spatial. 2 : sortie de la fibre optique et analyse du signal. DM1 : Miroir dichroïque qui isole l'"idler" supérieur à 2 μm . DM2 : Miroir dichroïque qui isole le signal dans le domaine visible.	X
D.6	Photos qui illustrent le système d'injection et d'adaptation du mode spatial ((a)), ainsi qu'un exemple de signal "rouge" généré par Degenerated Four Wave Mixing (d-FWM) dans cette thèse ((b)).	X

Liste des tableaux

2.1	Ordres de grandeurs du temps de diffusion thermique ($T_{\text{Diffusion}}$) ainsi que du temps de confinement mécanique $T_{\text{Acoustique}}$. Les valeurs sont évaluées pour des nanoparticules individuelles de graphite à partir des données de Ho et collab. [2002]	15
2.2	Récapitulatif des répartitions de nanoparticules présentes au sein des encres polychromatiques de tatouage étudiées.	21
3.1	Fréquence de coupure de fibres optiques à profil d'indice à saut d'indice et à gradient d'indice.	42
4.1	Exemples de calculs de ppcm entre deux valeurs à 8 chiffres (dizaine de MHz) et permettant l'approche des ISL effectifs dans les systèmes optiques développés. . . .	108
4.2	Récapitulatif des performances obtenues pour les oscillateurs CW et injecteurs développés dans ces travaux de thèse. dB : évoque le contraste spectral. <i>*Le système peut admettre des sauts en fréquence et donc plusieurs modes optiques par instant.</i> . .	122
5.1	Récapitulatif des principaux avantages et inconvénients des solutions proposées pour la génération d'impulsions courtes dans le domaine de la dermatologie esthétique. .	136
5.2	Simulation de l'écart-type de la distribution en énergie dans les portes selon la bande passante optique pour une durée de découpe temporelle $\tau_{\text{porte}} = 45$ ps. 700 pm : $\tau_{\text{coh}} = 2,22$ ps; 400 pm : $\tau_{\text{coh}} = 4$ ps; 100 pm : $\tau_{\text{coh}} = 15,5$ ps.	144
5.3	Exemple de calcul de fraction d'énergie contenue à la fois dans l'impulsion et le fond de lumière continu, après une découpe d'impulsion dont les paramètres sont les suivants : un Optical Extinction Ratio (OER) ≈ 30 dB; durée d'impulsion égale à 45 ps, un taux de répétition de 5 MHz. $\Delta t = 45 \times 10^{-12}$ s; $1/\Delta T = 2 \times 10^{-7}$ s; P_c = Puissance crête des impulsions = 1000; P_{CW} = Puissance du front continu de lumière = 1. . . .	148
5.4	Paramètres opto-géométriques des fibres microstructurées fabriquées par le laboratoire XLIM. Les paramètres MFA (aire modale) et γ (coefficient de non linéarité γ) sont issus de simulations. d : diamètre des inclusions; Λ : pas du réseau; ZDW : zero de dispersion.	152
6.1	Caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions ASE picoseconde. La durée d'impulsion $\Delta\tau_G$ est déduite de l'autocorrélation de la porte définie par la fonction $Q(\tau)$ et le temps de cohérence τ_c est évalué à travers trois approches : intégration du pic de cohérence $(1 + g^{(1)}(\tau) ^2)$ - i.e. cf Eq.(3.97) (colonne 3), extraction de la largeur du pic de cohérence par régression non linéaire - i.e. cf. Eq. (6.2) (colonne 5), et ajustement par le modèle classique (cf. annexe B) (colonne 7). La largeur spectrale ASE correspondant aux durées d'impulsions déduites des autocorrélations expérimentales est également donnée, et peut être comparée à la largeur spectrale mesurée (colonne 1).	170
6.2	Proportion d'énergie contenue sous l'impulsion principale en fonction du taux d'extinction et de la fréquence de répétition du laser.	173

Chapitre 1

Introduction générale

*« Ce n'est pas parce que les choses
sont difficiles que nous n'osons pas,
c'est parce que nous n'osons pas
qu'elles sont difficiles.. »*

Sénèque

Sommaire

1.1 Contexte général de l'étude	2
1.1.1 Projet PARACETAMOL	2
1.1.2 Principe du détatouage	3
1.1.3 Objectifs des travaux de thèse	7
1.2 Références	8

Le recours au laser dans la médecine moderne connaît un véritable boom depuis le début de ce siècle. Pour cause, au même titre que les nouvelles technologies de pointes qui sont apparues dans notre société et qui se démocratisent peu à peu, le laser médical connaît une évolution technologique croissante et se réinvente année après année¹. Le mot LASER est un acronyme de « **Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation** » ce qui signifie littéralement en Français « amplification de la lumière par émission stimulée de radiations ». Les lasers sont rapidement apparus comme des sources de lumière potentiellement intéressantes pour la médecine. Ils possèdent trois caractéristiques qui les distinguent des sources conventionnelles :

1. La directivité : source cohérente et collimatée.
2. La possibilité de fonctionner en mode impulsif avec parfois des durées très courtes : émission allant d'un régime **nanoseconde (ns)** à **picoseconde (ps)**.
3. La monochromaticité : possibilité d'émettre à une seule longueur d'onde ou couleur.

Ainsi, l'amélioration de la maîtrise technique de ces trois paramètres, couplée à l'évolution de notre compréhension des processus d'interaction du laser avec les tissus humains, a permis au fil des années la mise en place de nouvelles procédures de traitements médicaux.

Il serait ambitieux dans ce manuscrit de thèse de réaliser une liste exhaustive des nombreuses applications du laser en médecine. On comprend que cette tâche, à elle seule, pourrait être l'objet d'un travail de thèse. Dans cette mise en contexte général, nous nous concentrerons sur l'utilisation du laser dans le domaine de la dermatologie esthétique², et plus particulièrement, sur une application de plus en plus fréquente en France et dans le monde, le détatouage. Dans cette thèse, on définit le détatouage comme l'effacement ou la disparition du tatouage par exposition de celui-ci à la lumière laser pulsée. Le tatouage est une pratique néolithique qui existe depuis plus de 5000 ans et signifiait alors son appartenance à un peuple. Cette pratique est également entrée massivement dans notre société moderne sous la forme d'un « phénomène de mode » et vise généralement à créer une œuvre d'art sous sa peau, à témoigner un désir d'originalité, ou encore, une forme de marginalité. Le tatouage permanent consiste donc à s'injecter de l'encre ou des pigments au niveau du derme de la peau, que le corps ne peut pas résorber seul. Cependant, la peau est et reste un révélateur social qui témoigne de notre personnalité. Ainsi, les raisons d'un détatouage au laser sont multiples – professionnelles, des erreurs de tatouage, des évolutions disgracieuses ou encore le désir de dés-appartenance à une communauté – et pousse la communauté du laser à innover technologiquement, ainsi qu'à améliorer notre compréhension de l'interaction du laser avec les pigments d'encre au sein de la peau. Selon une étude de l'IFOP (Institut français d'opinion publique) **CROIX [2018]** pour la Croix, 18 % des Français³ (et 29 % des moins de 35 ans) étaient tatoués en 2018, contre 10 % en 2010. On peut supposer que le pourcentage de gens tatoués va continuer à augmenter. En conséquence, il paraît évident que cette hausse de personnes tatouées va entraîner une forte demande de détatouage dans les décennies à venir. Comme toute thérapie en médecine, il convient de s'intéresser aux paramètres, et aux phénomènes physiques mis en jeu dans le cadre du détatouage, qui peuvent rendre ce traitement de plus en plus efficace et indolore.

1.1 Contexte général de l'étude

1.1.1 Projet PARACETAMOL

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a été réalisé et financé dans le cadre du projet ANR (Agence Nationale pour la Recherche) PARACETAMOL. Dans son ensemble, le projet PARA-

1. L'histoire du laser en médecine débute avec Campbell en ophtalmologie en 1961 et Goldman en dermatologie en 1963. Le laser à dioxyde de carbone (CO₂), introduit par Polanyi et Kaplan à partir de 1965, fut tout d'abord proposé aux chirurgiens avec le concept d'un bistouri « optique ». La Société Francophone des lasers Médicaux (SFLM) a été créée en 1980.

2. La dermatologie esthétique traite les imperfections, les problèmes de pigmentation ainsi que le vieillissement de la peau. Cela peut concerner : l'enlèvement d'un tatouage, le gommage des cicatrices, le retrait de grain de beauté gênant, l'épilation laser etc.

3. Par comparaison 31 % des États-Uniens sont tatoués.

CETAMOL vise d'une part à améliorer notre compréhension des phénomènes physiques mis en jeu lors de l'interaction du laser avec les pigments d'encre. D'autre part, il doit permettre d'aider au développement d'une source laser picoseconde versatile en longueur d'onde, en durée d'impulsion ainsi qu'en taux de répétition, et adaptée à la dermatologie esthétique. Enfin, il prend également en compte la réalisation de tests d'interaction laser/tatouage, "ex-vivo" et "in-vivo", comparatif entre un laser picoseconde haute cadence ([35 ps] au MHz) et un laser nanoseconde commercial basse cadence ([750 ps à 1 ns] au kHz). Dans ce cadre, les différents acteurs de ce projet sont : le laboratoire CELIA (Centre Lasers Intenses et Applications) pour le développement de la source laser et la compréhension des phénomènes physiques, le centre technologique AL-PhANOV pour l'étude des processus physiques lors de l'interaction du laser avec les pigments d'encre et la réalisation de tests "ex-vivo", le CHU (Centre Hospitalier Universitaire) de Nice pour les tests de détatouages phénoménologiques ("in-vivo"), ainsi que l'entreprise IRISIOME (fabricant français de systèmes lasers pour la dermatologie esthétique). Ce dernier acteur a un rôle à part entière au sein du projet, car le dirigeant de cette entreprise Romain ROYON, est à l'origine du développement et du brevet de la technologie laser qui a été le point de départ de mes réalisations et des problématiques qui ont guidé ma démarche scientifique. De ce fait, afin que mes études et développements laser soient directement connectés aux problématiques que rencontre cette entreprise, ainsi que celles rencontrées par le CHU de Nice dans la thérapie du détatouage, j'ai collaboré étroitement avec la société IRISIOME tout au long de ces travaux de thèse.

1.1.2 Principe du détatouage

Des analyses histologiques d'échantillons de tissus tatoués ont montré que les pigments de couleur se situent dans le derme, entre 1 et 3 mm d'épaisseur selon la personne et la zone du corps tatouée [FERGUSON et O'KANE \[2004\]](#). Sur la figure Fig.1.1, on illustre l'emplacement précis des pigments de couleur, utilisés dans les encres de tatouage, par rapport aux trois tissus humains qui composent la peau.

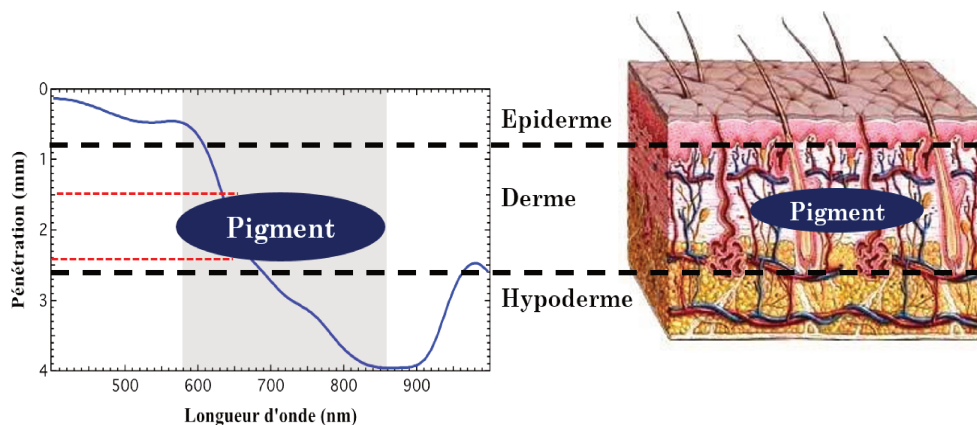


FIGURE 1.1 – Figure de gauche : représentation schématique du niveau de profondeur de pénétration de la lumière (selon la longueur d'onde) au sein des 3 tissus superposés qui composent la peau (ligne bleu). Les pigments d'encre sont situés dans le derme, typiquement entre 1 et 3 mm de profondeur. Figure de droite : représentation 3D de la peau humaine [FERRAQ \[2007\]](#).

La peau est composée de trois tissus superposés : l'épiderme, le derme⁴ et l'hypoderme. L'épaisseur de la peau varie selon le sexe, l'âge et la région du corps⁵. Les pigments de couleurs qui sont initialement des nanoparticules isolées – dont la taille varie de 0 à 500 nanomètre (nm) – se fixent dans le derme sous la forme d'agrégats [DEFRANCESCHI \[2003\]](#) ou d'agglomérats⁶ de nanoparticules, dont les tailles varient de 1 μm à quelques millimètres [GRANT et collab. \[2015\]](#). Le méca-

4. C'est dans le derme que l'on trouve la racine des poils et des ongles.

5. Elle est plus mince chez les femmes, chez les personnes âgées, au niveau des paupières et des organes génitaux : environ 1 mm. En revanche, elle est plus épaisse au niveau de la zone palmo-plantaire : environ 4 mm. [FERRAQ \[2007\]](#)

6. A ce niveau de précision du manuscrit, on peut voir les agrégats et les agglomérats comme un ensemble de molé-

nisme de défense cellulaire principal qui permet d'éliminer les corps étrangers au sein de la peau est la phagocytose⁷, via les macrophages. Or, les macrophages, qui sont donc en charge de la digestion intracellulaire des pigments d'encre au sein de la peau, ont une capacité de digestion d'environ 50 μm GHISELIN [2001] FERRAQ [2007]. L'encre fixée sous forme d'agrégats ou d'agglomérats dans le derme ne peut être digérée. Le tatouage est alors permanent au sein de la peau.

L'encre ainsi fixée au sein du derme, un moyen qui apparaît évident pour évacuer les pigments est de fragmenter les agrégats ou agglomérats, afin que ceux-ci aient une taille digérable par les macrophages. L'irradiation par laser est alors un moyen de fragmenter l'encre. L'interaction du faisceau laser avec la peau, et qui plus est, avec l'encre, va dépendre de trois paramètres principaux : la longueur d'onde, l'irradiance, ainsi que la durée d'exposition des tissus biologiques. Tout d'abord, il importe de choisir la longueur d'onde du laser adéquate à la profondeur de pénétration que l'on veut atteindre dans les tissus cellulaires. En effet, comme illustré en Fig.1.2, selon la longueur d'onde, la lumière ne va pas être absorbée, réfléchiée ou encore diffusée de la même manière par les différents chromophores (groupement d'atomes) qui composent les tissus biologiques. La plupart des molécules organiques ont une forte absorption dans l'ultraviolet. Aussi, les profondeurs de pénétration dans l'U.V sont extrêmement faibles (quelques microns). Dans le visible (bleu, vert, jaune) l'absorption s'effectue principalement au niveau de l'hémoglobine et de la mélanine. Le rouge et le proche infrarouge (0.6 à 1.2 microns) sont peu absorbés et pénètrent profondément dans les tissus⁸. Ensuite, dans l'infrarouge moyen et lointain (2 à 10 microns), c'est l'eau qui absorbe intensément la lumière.

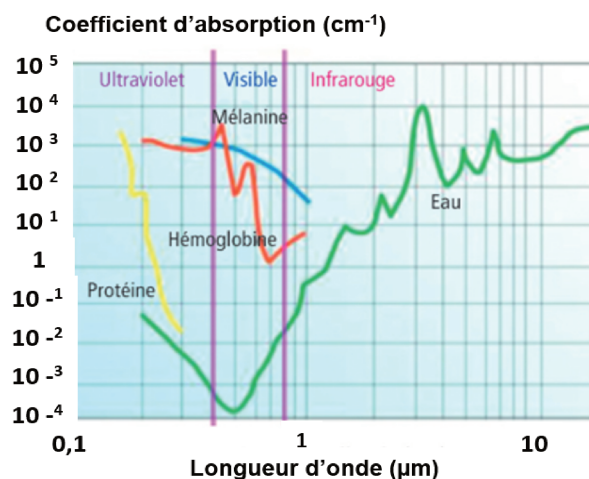


FIGURE 1.2 – Spectre d'absorption des principaux chromophores des tissus cutanés selon la longueur d'onde CHARDONNEAU [2016].

Finalement, comme représentée en Fig.1.1 par la ligne continue bleu, les longueurs d'ondes capables d'atteindre les pigments d'encre – en interagissant peu ou pas avec les tissus cellulaires situés en amont de l'encre – sont typiquement comprises en 700 nm et 1.2 microns. Ainsi, la longueur d'onde est la première notion à considérer afin d'obtenir une absorption sélective d'une cible contenue dans la peau. La longueur d'onde doit être choisie d'une part afin d'obtenir une absorption préférentielle de la cible par rapport aux autres chromophores, et d'autre part, elle doit suffisamment pénétrer dans le tissu afin d'apporter suffisamment d'énergie au niveau de la cible.

cules, des nanoparticules ici, assemblées par des forces plus ou moins importantes selon la taille des entités chimiques. Un agrégat a une taille moindre par rapport à un agglomérat DEFRANCESCHI [2003].

7. La phagocytose est un mécanisme cellulaire permettant à des cellules spécialisées, les phagocytes, de digérer des particules étrangères solides d'échelle micrométrique. La phagocytose joue un rôle dans les défenses de l'organisme contre des infections bactériennes et parasitaires. Elle est réalisée par des cellules spécialisées, à savoir, les macrophages GHISELIN [2001].

8. Cette pénétration est cependant limitée par la diffusion optique.

En considérant ces deux critères, la fenêtre thérapeutique pour les traitements en dermatologie esthétique est généralement définie de 400 à 1200 nm [MORDON \[2013\]](#).

Mécanismes d'action du laser

Selon [BOULNOIS \[1986\]](#) et [MORDON \[2010\]](#), les applications thérapeutiques des lasers avec les tissus-biologiques peuvent être classifiées selon quatre types d'effets⁹ [Fig.1.3](#)

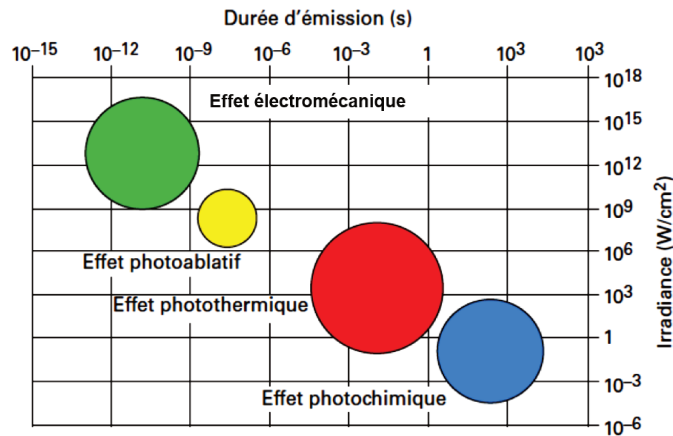


FIGURE 1.3 – Effets obtenus avec les lasers sur les tissus biologiques en fonction, de la durée d'émission du laser et de l'irradiance [MORDON \[2010\]](#).

- **Effet électro-mécanique** : l'énergie est transportée par des impulsions lumineuses très brèves, typiquement de 10 ps à 10 ns avec des fluences de l'ordre de 100 J/cm², et des irradiances de l'ordre de 10⁹ à 10¹⁵ W/cm². Ces impulsions induisent la création d'un micro-plasma – i.e, ionisation du volume d'interaction – à l'origine d'une onde de choc qui provoque une rupture mécanique de la structure tissulaire. On appelle également cet effet la photodisruption (action disruptive du laser) .
- **Effet photoablatif** : l'énergie absorbée par le tissu provoque la rupture d'un certain nombre de liaisons moléculaires. Cet effet est obtenu avec des impulsions de 10 à 100 ns. Dans ce cas, plus que l'irradiance, c'est la longueur d'onde qui importe, puisque l'effet photoablatif nécessite des photons énergétiques (photons UV typiquement).
- **Effet thermique** : l'énergie est localement transformée en chaleur. L'effet est obtenu en régime continu ou avec des impulsions longues. Les irradiances sont de l'ordre de 10¹ à 10⁶ W/cm².
- **Effet photochimique** : l'énergie lumineuse est absorbée par un agent chimique exogène, qui est ainsi rendu actif, et alors capable d'induire des réactions chimiques cytotoxiques. Cet effet est uniquement obtenu en combinaison avec un photosensibilisant, avec des durées d'illumination s'étendant de la dizaine de secondes à la dizaine de minutes, et des irradiances généralement très faibles.

J'ajoute ici un autre effet que j'évoquerai dans le chapitre 2 de ce manuscrit vis à vis du détaillage, à savoir, **l'effet photoacoustique**. I.e. si des impulsions lumineuses intenses et courtes, typiquement des impulsions inférieures à 100 ps avec des irradiances de 10¹⁰ W/cm² et des fluences de l'ordre de plusieurs J/cm², sont absorbées par un objet, une cavitation optique peut être induite. Celle-ci engendre alors un changement de pression au sein du milieu et la propagation d'une onde acoustique [Ho et collab. \[2002\]](#). Si le temps d'illumination est alors plus court que le

9. Quelque soit l'effet recherché ou utilisé, le mécanisme d'action commence toujours par un transfert de l'énergie transportées par le faisceau lumineux au tissu.

temps de diffusion thermique et de relaxation des contraintes de l'objet, une onde mécanique progressive¹⁰ peut osciller au sein de l'objet et entraîner une rupture de l'objet selon l'amplitude de la contrainte. Dans le cadre du détatouage, les technologies lasers – qui sont majoritairement utilisées depuis le début des années 80 – permettent d'estomper ou d'effacer totalement un tatouage grâce aux effets photothermique et électromécanique. Pour atteindre l'effet photothermique on utilise généralement un laser émettant en régime continu (CW) type laser CO₂. La fluence atteinte dans ce cas est de l'ordre de la centaine de Joules par cm²¹¹. Le tatouage peut alors disparaître grâce à la volatilisation du volume tissulaire visé. Un tel transfert de chaleur dans le tissu n'est néanmoins pas sans douleur lors du traitement. De plus, il entraîne souvent une forte brûlure et dépigmentation au niveau de la zone traitée, et cela, de manière irréversible. Pour atteindre l'effet photomécanique on utilise des lasers plus récents. Ils émettent généralement des impulsions de la dizaine de ns jusqu'à 300 ps (régime "sub-nanoseconde") pour les lasers les plus performants, à des cadences kilo-Hertz (kHz) [AHN et collab. \[2017\]](#). Les lasers sont généralement des technologies fonctionnant en régime déclenché (laser Q-switch)(section 5.2.1). Ces lasers sont rendus accordables en longueur d'onde en utilisant différents milieux amplificateurs, par exemple : le Nd-YAG → 1064 nm ou 532 nm, le Rubis → 694 nm, l'Alexandrite → 755 nm. Dans cette situation, le transfert d'énergie/de chaleur dans les tissus environnements est moindre, et les fluences atteintes sont de l'ordre de la dizaine de J/cm². L'effet de électro-mécanique supposé se manifeste alors sous la forme d'une onde choc localisée section (2.2.1) qui rompt les molécules d'encre [AHN et collab. \[2017\]](#). Les lasers déclenchés sont encore aujourd'hui la référence en matière de détatouage. Cependant, malgré une plus faible fluence qu'avec les lasers émettant en régime CW et un temps d'exposition plus faible, les patients ressentent souvent des douleurs lors du traitement. Dans ce sens, on constate également des effets secondaires sous la forme de brûlures, de douleurs persistantes sous la zone traitée, et plus rarement, des dépigmentations. Ces effets secondaires sont parfois irréversibles et restent alors sur la peau sous forme de cicatrices.

Une nouvelle approche pour le détatouage

Les performances des lasers Q-switch permettent d'atteindre un détatouage relativement efficace. Cependant, pour ce faire la fluence et le dépôt d'énergie sous forme de chaleur émis – diffusion thermique dans les tissus biologiques – sont encore trop importants pour éviter tout effet secondaire. En effet, selon [Ross et collab. \[1998\]](#), un régime d'impulsions picoseconde – 35 ps dans son étude – est mieux adapté par rapport au temps de relaxation thermique des nanoparticules d'encre, évalué aux alentours de 10 ns. Dans leur étude, [Ross et collab. \[1998\]](#) démontrent qu'à fluence équivalente, des impulsions de 35 ps par rapport à des impulsions de 10 ns, permettent un détatouage plus efficace et moins douloureux. Pour cause, et cela est repris par les simulations de [Ho et collab. \[2002\]](#), la théorie qui est avancée et simulée est la suivante. En limitant la diffusion thermique et en améliorant le confinement de l'énergie sur la cible (moins de diffusion thermique), on est capable de fragmenter les molécules d'encre par un effet photoacoustique en réduisant l'expansion d'une bulle de cavitation dans le tissu et la création d'un micro-plasma. Celui-ci résulte de l'effet électro-mécanique, jugé comme efficace, mais est également à l'origine des effets secondaires précédemment décrits. Dans ses simulations [Ho et collab. \[2002\]](#) explicite que pour limiter le dépôt de chaleur et les effets secondaires au sein des tissus biologiques, la durée d'impulsion optimale est comprise entre 10 et 100 ps. Je reviendrai sur ce point en section (2.2.1). De plus, si cet effet supposé se produit, il est alors sélectif en longueur d'onde, puisque c'est l'absorption de l'objet visé (l'encre ici) qui est à l'origine de l'onde acoustique (photothermolyse sélective). On comprend ainsi l'intérêt de posséder un laser accordable en longueur d'onde dans le domaine du visible afin d'effacer les tatouages polychromatiques¹².

10. En terminologie mécanique des matériaux, une onde acoustique peut être vue comme l'oscillation d'une onde mécanique progressive périodique longitudinale, due à des compressions ou dépressions au niveau des couches du matériau dans lequel l'onde se propage.

11. A titre de comparaison, on utilise le même niveau de fluence pour la découpe métallique.

12. On fait appel ici aux notions d'absorbance et de couleur complémentaire.

Il convient de préciser que l'on a très peu de recul sur les mécanismes réels mis en jeux lors de l'interaction du laser avec le tatouage. Le seul élément qui est démontré à ce jour, c'est qu'à fluence équivalente, un laser dont le régime d'impulsion est inférieur à 100 ps, est plus efficace et moins douloureux qu'un laser nanoseconde ou "sub-nanoseconde" pour le détatouage [LORGEOU et collab. \[2018\]](#) [LORGEOU \[2018\]](#). Dans ce sens, la communauté scientifique et industrielle du détatouage tend vers des développements de systèmes lasers dont les régimes d'impulsions sont picosecondes et versatiles [HSU et collab. \[2016\]](#). Ainsi, afin d'innover sur le traitement du détatouage, il convient d'une part d'étudier de nouvelles technologies laser capables de générer un vrai régime d'impulsion picoseconde (inférieur à 100 ps). D'autre part, il s'agit de révéler et/ou de confirmer les différents mécanismes d'interaction du laser avec le tatouage, selon la fluence et le régime d'impulsion utilisé. La société IRISIOME avec qui nous avons collaboré dans ce travail de thèse a initié ce travail, notamment avec le développement d'une source laser picoseconde versatile en fluence et en durée d'impulsion, ainsi que sa collaboration avec le CHU de Nice pour la réalisation de tests phénoménologiques comparatifs selon le régime d'impulsion [LORGEOU \[2018\]](#).

1.1.3 Objectifs des travaux de thèse

Ce travail de thèse s'inscrit tout d'abord dans une démarche d'étude prospective sur les effets physiques qui peuvent être à l'origine du détatouage. La communauté scientifique admet depuis quelques années qu'un régime d'impulsions picosecondes est plus efficace et indolore qu'un régime d'impulsions nanosecondes ou "sub-nanosecondes". En effet, de nombreux tests phénoménologiques, et notamment des tests réalisés avec une source laser dermato-esthétique IRISIOME, ont démontré ces propos. Cependant, la taille des particules de tatouage étant à l'échelle nanométrique et les durées d'impulsions mises en jeu étant très courtes, il est difficile d'avoir une observation directe des processus de détatouage. A ce jour, malgré de nombreuses hypothèses pertinentes, les mécanismes physiques des interactions laser-nanoparticules et le processus de rupture des particules de tatouage ne sont pas encore bien compris. Dans ce sens, un premier objectif de cette thèse a été d'essayer d'apporter des éléments de réponses sur les mécanismes physiques pouvant intervenir, notamment par rapport, à la taille des particules d'encre, à la longueur d'onde d'interaction, ainsi qu'à l'irradiance/temps d'exposition, des lasers les plus efficaces dans ce domaine.

Le second point de ces travaux de thèse et qui a été le point principal de mon travail, est un aspect important de développement laser. L'ensemble de ces développements doit mener à la réalisation d'une source laser monolithique impulsionnelle adaptée à la dermato-esthétique. Cette source doit être capable d'émettre des longueurs d'onde à la fois dans le domaine du proche infrarouge et du visible, et à des régimes de durées d'impulsion picosecondes d'énergie variable. Dans cette perspective, les développements d'oscillateurs laser et d'injecteurs accordables continus dans le domaine de l'ytterbium sont une première étape. Une deuxième étape est l'obtention d'un régime impulsionnel, via l'utilisation d'une méthode de découpe d'impulsions dans un train d'onde continu ([Pulse-gating](#))¹³ à l'échelle picoseconde, tout en maintenant l'accordabilité infrarouge initiale. Finalement, la maîtrise technique des paramètres optiques de cette technologie ainsi que la compréhension des propriétés physiques de cohérence des champs électriques mis en jeu, doit permettre de transférer l'accordabilité du proche infrarouge vers une accordabilité dans le domaine du visible. Pour ce faire, on pense notamment à la génération d'effets non-linéaires optiques efficaces à travers des milieux non-linéaires solides ou fibrés.

13. Technologie existante et brevetée par notre partenaire IRISIOME au sein du projet PARACETAMOL.

1.2 Références

- AHN, K. J., Z. ZHENG, T. R. KWON, B. J. KIM, H. S. LEE et S. B. CHO. 2017, «Pattern analysis of laser-tattoo interactions for picosecond- and nanosecond-domain 1,064-nm neodymium-doped yttrium-aluminum-garnet lasers in tissue-mimicking phantom», *Scientific Reports*, vol. 7, n° 1, doi :10.1038/s41598-017-01724-1, p. 1–9, ISSN 20452322. URL <http://dx.doi.org/10.1038/s41598-017-01724-1>. 6
- BOULNOIS, J. L. 1986, «Photophysical processes in recent medical laser developments : A review», *Lasers in Medical Science*, vol. 1, n° 1, doi :10.1007/BF02030737, p. 47–66, ISSN 02688921. 5
- CHARDONNEAU, J. M. 2016, «Le laser vasculaire cutané à double longueur d ' onde : quels potentiels?», *Phlébologie Annales Vasculaires*, vol. 69,2, p. 28–34. ix, 4
- CROIX, L. 2018, «Le tatouage s ' ancre dans les mœurs», . 2
- DEFRANCESCHI, M. 2003, «Agrégats moléculaires», *Techniques de l'ingénieur Nanosciences : concepts, simulation et caractérisation*, vol. base documentaire : TIB194DUO., n° ref. article : nm210. 3, 4
- FERGUSON, M. W. et S. O'KANE. 2004, «Scar-free healing : From embryonic mechanism to adult therapeutic intervention», *Philosophical Transactions of the Royal Society B : Biological Sciences*, vol. 359, n° 1445, doi :10.1098/rstb.2004.1475, p. 839–850, ISSN 09628436. 3
- FERRAQ, Y. 2007, *Développement d'un modèle de cicatrisation épidermique après une désépidermisation laser*, thèse de doctorat. URL <http://www.theses.fr/2007TOU30239>, thèse de doctorat dirigée par Grolleau-Raoux, Jean-Louis Ingénierie médicale et biologique Toulouse 3 2007. ix, 3, 4
- GHISELIN, M. T. 2001, «The evolutionary biology papers of Elie Metchnikoff.», *British Journal for the History of Science*, vol. 34, n° 123, p. 473–474, ISSN 0007-0874. 4
- GRANT, C. A., P. C. TWIGG, R. BAKER et D. J. TOBIN. 2015, «Tattoo ink nanoparticles in skin tissue and fibroblasts», *Beilstein Journal of Nanotechnology*, vol. 6, n° 1, doi :10.3762/bjnano.6.120, p. 1183–1191, ISSN 21904286. 3
- HO, D. D., R. LONDON, G. B. ZIMMERMAN et D. A. YOUNG. 2002, «Laser-tattoo removal - A study of the mechanism and the optimal treatment strategy via computer simulations», *Lasers in Surgery and Medicine*, vol. 30, n° 5, doi :10.1002/lsm.10065, p. 389–397, ISSN 01968092. 5, 6
- HSU, V. M., A. S. ALDAHAN, S. MLACKER, V. V. SHAH et K. NOURI. 2016, «The picosecond laser for tattoo removal», *Lasers in Medical Science*, vol. 31, n° 8, doi :10.1007/s10103-016-1924-9, p. 1733–1737, ISSN 1435-604X. URL <https://doi.org/10.1007/s10103-016-1924-9>. 7
- LORGEOU, A. 2018, *Évaluation d ' une nouvelle technique laser de dé-tatouage par succession ultra-rapide d ' impulsions : étude prospective de phase I-II*, thèse de doctorat. URL <https://dumas.ccsd.cnrs.fr/dumas-02382533/document>, thèse de doctorat dirigée par Ir Pr.Thietty Passeron, Médecine humaine et pathologie, Faculté de Médecine de Nice. 7
- LORGEOU, A., Y. PERRILLAT, N. GRAL, S. LAGRANGE, J. P. LACOUR et T. PASSERON. 2018, «Comparison of two picosecond lasers to a nanosecond laser for treating tattoos : a prospective randomized study on 49 patients», *Journal of the European Academy of Dermatology and Venereology*, vol. 32, n° 2, doi :10.1111/jdv.14492, p. 265–270, ISSN 14683083. 7
- MORDON, S. 2010, «Applications médicales du laser», *Reflats de la physique*, , n° 21, doi :10.1051/refdp/20102165, p. 65–69, ISSN 1953-793X. ix, 5

- MORDON, S. 2013, «Lasers en médecine», *Techniques de l'ingénieur Imagerie médicale, électronique et TIC pour la santé*, vol. base docum, n° 0, p. 1–13. [5](#)
- ROSS, E. V., G. NASEEF, C. LIN, M. KELLY, N. MICHAUD, T. J. FLOTTE, J. RAYTHEN et R. R. ANDERSON. 1998, «Comparison of responses of tattoos to picosecond and nanosecond Q- switched neodymium :YAG lasers», *Archives of Dermatology*, vol. 134, n° 2, doi :10.1001/archderm.134.2.167, p. 167–171, ISSN 0003987X. [6](#)

Chapitre 2

Applications médicales : étude de l'interaction laser/pigments pour le détatouage.

« Jakiteak ez du ogirik jaten »

Le savoir ne mange pas de pain,
Proverbe basque

Sommaire

2.1 Introduction du chapitre	12
2.2 Mécanisme d'interaction du laser impulsionnel avec le tatouage	12
2.2.1 Génération d'une onde mécanique progressive	12
2.2.2 Différence d'interaction entre un régime picoseconde et nanoseconde	13
2.3 Composition chimique des encres	17
2.4 Étude des populations de particules dans les encres commerciales	17
2.4.1 Analyse des tailles de population des nanoparticules dans les encres de tatouage par granulométrie laser	18
2.4.2 Analyse des tailles de population des nanoparticules dans les encres de tatouage par MEB.	22
2.5 Analyse des tailles de population des nanoparticules dans les encres de tatouage après irradiation laser	23
2.5.1 Dispersion de l'encre liquide en milieu aqueux	23
2.5.2 Poudre d'encre en milieu sec	24
2.5.3 Insertion de l'encre liquide en milieu aqueux type "Gel" agar-agar	25
2.5.4 Bilan des tests d'irradiation laser	28
2.6 Conclusion du chapitre	28
2.7 Références	30

2.1 Introduction du chapitre

En introduction de ce manuscrit j'ai explicité que ce travail de thèse s'inscrit dans un projet scientifique pluridisciplinaire, mêlant à la fois physique fondamentale (développement laser), la biophysique (interaction laser-tatouage), et la biomédecine (test phénoménologique). Ainsi, dans notre développement d'un outil laser adapté à l'application thérapeutique du détatouage, nous ne pouvons pas faire concession d'une étude concernant l'interaction du laser avec les encres de tatouage. En ce sens, une première étape a été d'étudier les mécanismes physiques des interactions laser-tatouage qu'il est possible d'atteindre avec notre technologie laser. J'ai ensuite analysé les tailles de population de nanoparticules qui composent les encres commerciales de tatouage. Enfin, j'ai cherché à interagir avec ces molécules via des radiations laser de différentes irradiances.

2.2 Mécanisme d'interaction du laser impulsif avec le tatouage

Nous avons vu en introduction de cette thèse que l'utilisation des lasers impulsifs en dermato-esthétique a permis de révolutionner la thérapie du détatouage. En effet, grâce à l'émergence des lasers Q-Switch et à la possibilité d'émettre de l'énergie sur des périodes de temps très courtes, il est à présent possible d'atteindre des régimes d'interaction sélectifs avec les particules qui composent le tatouage. L'argument mis en avant dans la littérature est que l'utilisation des lasers à impulsions brèves permet la génération d'une onde mécanique progressive au sein du milieu contenant l'encre [HO et collab. \[2002\]](#). L'onde est alors vue comme une contrainte par le milieu, et peut fragmenter, en de plus petits éléments, les particules de tatouage qui sont ensuite internalisées et digérées lors du processus de phagocytose [ROSS et collab. \[1998\]](#)[HSU et collab. \[2016\]](#)[ADATTO et collab. \[2017\]](#).

Dans le cadre du projet PARACETAMOL, il n'a pas été décidé d'un travail spécifique de simulation permettant de mettre au jour le ou les phénomènes physiques pouvant intervenir lors de l'interaction des impulsions brèves picosecondes avec l'encre au sein du derme. Cependant, comme explicité en introduction de ce manuscrit, la communauté scientifique et médicale a peu de recul sur les effets supposés des lasers impulsifs au sein des particules d'encre (pigments d'encre), et les mécanismes d'interaction sont souvent méconnus. Ainsi, je propose ici en me référant à la littérature, de décrire les phénomènes physiques d'interaction pouvant intervenir avec les durées d'impulsions et les niveaux d'énergie/fluence générés par les lasers utilisés dans le cadre du détatouage. Cette revue de l'état de l'art me permettra également de donner des éléments d'explication sur la différence d'efficacité du détatouage entre l'utilisation d'une source laser nanoseconde et picoseconde.

2.2.1 Génération d'une onde mécanique progressive

Je cherche ici à expliciter la génération de l'effet photoacoustique en fonction de l'absorption d'un flux d'énergie par les nanoparticules d'encre, ainsi que de la durée d'impulsion du laser.

Les lasers impulsifs utilisés dans le cadre du détatouage et dont l'efficacité a été prouvée d'un point de vue phénoménologique [ADATTO et collab. \[2017\]](#) [LORGEOU et collab. \[2018\]](#), ont des régimes d'impulsions qui vont de 10 ns à 35 ps pour les plus courts, et des **fluences** généralement comprises entre 0.1 et 10 J/cm² [ROSS et collab. \[1998\]](#)[HSU et collab. \[2016\]](#). Ainsi, considérant ces grandeurs physiques et les simulations de [HO et collab. \[2002\]](#), l'effet photoacoustique à l'origine de la fragmentation de l'encre est lié à un phénomène de cavitation optique. On peut définir la cavitation optique comme la formation d'une cavité, ou d'une bulle, au sein d'un liquide ou autour d'un milieu solide, et par suite, la dynamique des ondes acoustiques ou de choc qui en résultent [WAN et GAIL \[2015\]](#). Le phénomène de cavitation ¹ est étudié dans plusieurs domaines de la phy-

1. L'exemple de la cavitation hydrodynamique au niveau des pales des hélices des sous-marins nucléaire est souvent pris. Le théorème de Bernoulli prévoit une diminution de pression lors d'une augmentation locale de la vitesse d'un écoulement. Ainsi, la dépression créée peut entraîner l'évaporation de l'eau et la création d'une bulle de cavitation.

sique fondamentale et inclut souvent la génération d'une onde acoustique (de pression) pouvant être à l'origine de contraintes plus ou moins importantes dans un matériau. J'utilise le schéma Fig.2.1 pour illustrer l'origine du phénomène de la cavitation selon les grandeurs physiques énoncées plus haut. On peut observer les différentes étapes qui mènent à la fragmentation potentielle des particules d'encre, que l'on considère comme des particules de [graphite](#) ici (encre noire).

1. Irradiation des tissus biologiques contenant les particules d'encre. Les dimensions des particules peuvent aller de quelques nanomètres à plusieurs centaines de micromètres.
2. L'énergie des impulsions laser est absorbée par les particules d'encre. Les particules absorbantes se thermalisent et diffusent de la chaleur au sein du milieu.
3. En considérant ces niveaux de fluence, les particules de [graphite](#) (encre noire) n'atteignent pas le point de sublimation (température de fusion estimé à ≈ 3600 °C). Cependant, par conduction thermique, l'eau autour des particules d'encre atteint une température bien au dessus de son point d'ébullition. Ainsi, l'eau autour des particules d'encre s'évapore et crée le phénomène de cavitation, souvent décrit sous la forme d'une "bulle" de cavitation qui croît jusqu'à un diamètre maximum (selon le dépôt d'énergie et sa période) avant de s'effondrer.
4. Ainsi la montée très rapide en température et la création de la bulle de cavitation, entraîne une onde pression au sein des particules d'encre et des tissus biologiques.
5. Selon la pression imposée par l'onde et le tenseur des contraintes du matériau visé, l'onde peut entraîner la rupture du matériau. C'est l'effet supposé du laser sur les particules d'encre. Selon le modèle à une dimension (1-D) en symétrie sphérique pris par [HO et collab. \[2002\]](#) dans ses simulations, on peut estimer des pressions allant jusqu'à 1600 bar, quand la pression nécessaire à la rupture des particules de graphite est de plusieurs centaines de bars [ASHBY et WATERMAN \[1991\]](#).

Précisons que [HO et collab. \[2002\]](#) ont évalué les ordres de grandeur des pressions énoncées plus haut (Fig.2.1) pour des nanoparticules individuelles, dont les diamètres sont compris entre 50 et 100 nm. Pour une nanoparticule dont le diamètre est plus petit, l'absorption est moins importante car la section efficace d'absorption est plus faible et le temps de diffusion thermique est plus court [VAN GEMERT et collab. \[1989\]](#). Ainsi, si l'on prend l'exemple d'une nanoparticule de 10 nm, pour les fluences et les durées d'impulsions évoquées plus haut, il est difficile d'atteindre le point d'ébullition de l'eau par conduction thermique. Dans cet exemple, [HO et collab. \[2002\]](#) évalue l'amplitude de la pression liée à la montée en température à 160 bars. Ce qui ne permet pas de fragmenter les nanoparticules de graphite. Notons cependant qu'il paraît moins important de fragmenter les nanoparticules ayant des diamètres inférieurs à 10 nm car elle sont également beaucoup moins visibles au sein de la peau (diamètre nanoparticule $\ll \lambda_{\text{lumière visible}}$). A contrario, les nanoparticules individuelles et les agrégats/agglomérats, dont les diamètres sont plus importants, vont absorber plus d'énergie (section efficace d'absorption plus importante) et générer des ondes acoustiques dont la pression résultante au sein du matériau va être bien au-delà du seuil de rupture du graphite. Attention cependant aux effets secondaires de la cavitation. Si l'absorption en énergie est très importante – montée en température très rapide et importante – on comprend que l'onde acoustique résultante de la bulle de cavitation peut avoir des dommages non-négligeables sur les tissus biologiques environnants. On suppose qu'un effet photoacoustique trop important - en terme de distance de propagation dans les tissus biologiques et de pression engendrée - peut être à l'origine d'effets secondaires dans le derme et l'épiderme [ADATTO et collab. \[2017\]](#).

2.2.2 Différence d'interaction entre un régime picoseconde et nanoseconde

Selon [HO et collab. \[2002\]](#) et [SIERRA et MIRKOV \[2013\]](#), la différence d'efficacité du détatouage entre un régime d'impulsions picosecondes – impulsions de durées inférieures à 100 ps – et nanosecondes ou subnanosecondes, provient principalement du temps de diffusion thermique (sur la longueur caractéristique de ≈ 100 nm) ainsi que du temps de confinement de l'onde acoustique au sein du matériau (le temps de relaxation des contraintes). En effet, afin que le détatouage

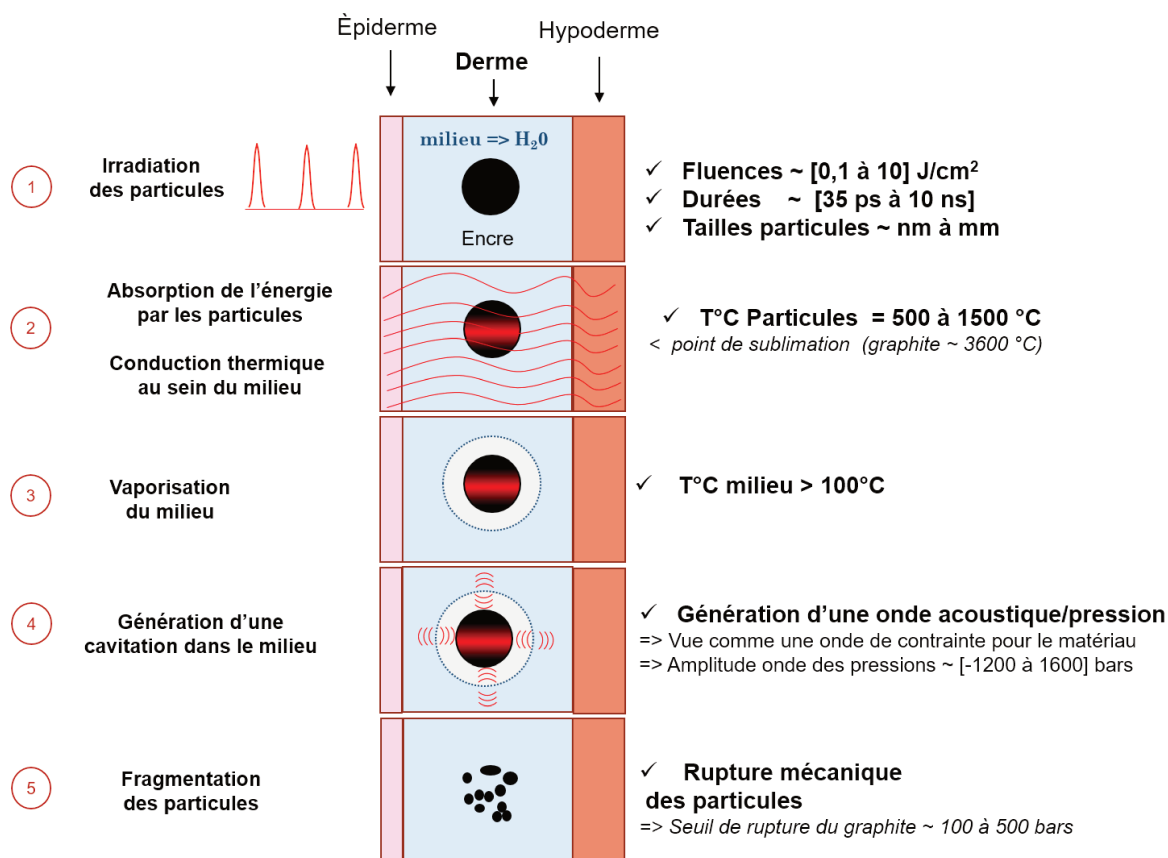


FIGURE 2.1 – Schéma représentant les étapes du processus d'interaction laser/encre à l'origine de la fragmentation des particules d'encre au sein des tissus biologiques.

soit efficace – transition énergie thermique vers énergie mécanique – il faut d'une part que la durée de l'impulsion laser soit plus faible ou du même ordre de grandeur que le temps de diffusion thermique ($T_{\text{Diffusion}}$) du matériau considéré (nanoparticules d'encre). D'autre part, l'amplitude de l'onde acoustique – la contrainte appliquée au matériau – est également dépendante du temps caractéristique de confinement de l'onde acoustique $T_{\text{Acoustique}}$ au sein du matériau. Dans le tableau 2.1 on donne des ordres de grandeur² de ces temps caractéristiques à partir des données simulées par **HO et collab. [2002]** pour des nanoparticules de graphite individuelles :

En observant ce tableau on observe que plus la durée d'impulsion est courte, moins l'énergie des impulsions lasers va être diffusée par la cible, et plus la contrainte appliquée dans le matériau sera importante (lié au confinement de l'onde et donc à l'amplitude de l'onde acoustique). **SIERRA et MIRKOV [2013]** estime dans son travail qu'à fluence équivalente, des impulsions lasers de 600 ps, génère une contrainte mécanique 100 fois plus importante que des impulsions de 6 ns. Dans ce sens, **HO et collab. [2002]** simule qu'avec des impulsions picosecondes comprises entre [10 - 100] ps il est possible de détatouer de manière efficace avec des fluences \leq à 1 J/cm². En effet, le travail de simulation de **HO et collab. [2002]** et l'étude phénoménologique de **ROSS et collab. [1998]** ont montré que pour obtenir un détatouage efficace à 10 ns, équivalent à celui obtenu pour une durée de 35 ps et une fluence de 1 J/cm², une fluence de 10 J/cm² est nécessaire. Or, plus la fluence incidente est élevée et l'énergie diffusée importante, plus on expose le patient à des effets secondaires **ROSS et collab. [1998]** **ADATTO et collab. [2017]**. Notons également, en accord avec le tableau 2.1, qu'il n'est pas nécessaire de descendre en dessous de 1 ps pour le détatouage. En effet, pour des nanoparticules individuelles de 10 nm de diamètre, des impulsions de 2 ps permettent de respecter le temps de diffusion thermique ($T_{\text{Diffusion}} \approx 12$ ps) et de maximiser l'amplitude de l'onde

2. Ici nous insistons sur le terme ordre de grandeur car la propagation de la lumière au sein des tissus biologiques, et par suite, les propriétés de diffusion et d'absorption de la lumière, sont des grandeurs dont l'évaluation qualitative est très complexe **VAN GEMERT et collab. [1989]**.

Ordres de grandeur de $T_{\text{Diffusion}}$ et $T_{\text{Acoustique}}$		
Diamètre nanoparticule (nm)	Temps de diffusion thermique	Temps de confinement acoustique
10	12 ps	2 ps
50	30 ps	6 ps
100	119 ps	12,5 ps
200	478 ps	25 ps
300	1 ns	37 ps
400	2 ns	50 ps
500	3 ns	62 ps
1000	10 ns	125 ps

TABLEAU 2.1 – Ordres de grandeurs du temps de diffusion thermique ($T_{\text{Diffusion}}$) ainsi que du temps de confinement mécanique $T_{\text{Acoustique}}$. Les valeurs sont évaluées pour des nanoparticules individuelles de graphite à partir des données de [Ho et collab. \[2002\]](#).

acoustique et donc la contrainte ($T_{\text{Acoustique}} \approx 2$ ps) au sein du matériau. Ainsi, passé un certain seuil de diamètre pour les nanoparticules, typiquement < 50 nm, le fait d'augmenter la fluence ou de diminuer la durée d'impulsion ne va pas nécessairement améliorer le détatouage. Cela va plutôt augmenter l'énergie déposée dans les tissus et donc des potentiels effets secondaires dus à une diffusion thermique importante au sein des tissus (brûlure), ou encore, la génération d'un micro-plasma (dénaturation des cellules). A ce propos, [Ross et collab. \[1998\]](#) proposent un détatouage à fluence progressive en régime picoseconde. I.e. des séances où l'on utiliserait d'abord des fluences faibles ($[0,1 - 0,5] \text{ J/cm}^2$) à des durées de l'ordre de 100 ps afin d'éliminer les particules les plus volumineuses, et de progressivement diminuer la durée d'impulsion en augmentant légèrement la fluence (35 ps entre $[0,5 \text{ et } 1] \text{ J/cm}^2$).

Remarques

Remarque 1 : autre phénomène à l'origine du détatouage

Dans le cadre de l'interaction d'impulsions laser avec le graphite, on peut également donner pour cause de l'élimination du tatouage, une réaction chimique. Cette réaction chimique est décrite par [CHEN et DIEBOLD \[1995\]](#) comme une réaction endothermique entre la vapeur et le carbone. Cette réaction aurait pour cause un "blanchiment" du carbone. Ainsi, plus les particules d'encre seraient fragmentées, plus la vapeur d'eau (cavitation) réagirait avec les particules fragmentées et engendrerait une transparence de l'encre.

Remarque 2 : le terme de photodisruption dans le cadre du détatouage

Dans la littérature médicale, on trouve souvent le terme de photodisruption pour évoquer le mécanisme de détatouage via l'utilisation des lasers impulsions picosecondes ou nanosecondes. Or, le terme de photodisruption évoque la génération d'un plasma, et par suite, la génération d'une onde de choc. On peut imaginer que l'utilisation de ce terme est seulement un abus de langage, et utilisé pour évoquer un processus de fragmentation de l'encre lié à une contrainte mécanique et non pas thermique. Cependant, ce concept est fondamentalement différent que celui de la cavitation par conduction thermique expliqué plus haut. Il me semble important d'explicitier ce terme au regard du détatouage. La génération d'un plasma inclut dans le cas des lasers ultrabrefs seulement, un processus de photo-ionisation par absorption multiphotonique (phénomène non-linéaire). selon [F.DELAIE \[2013\]](#) [LAUTERBORN et VOGEL \[2013\]](#), il faut des intensités de l'ordre de 10^{11} W/cm^2 (faisceaux très fortement focalisés) dans l'eau pour créer un plasma. La montée en température associée à la génération d'un tel plasma est alors supérieure à $10000 \text{ }^\circ\text{C}$ (1eV), et l'onde de choc générée correspond à une contrainte de plusieurs centaines de milliers de bars (≈ 100 Kilo-bars). De plus, la génération de ce plasma, ou micro-plasma, ne serait pas forcément efficace dans le cadre du détatouage car le plasma se créerait en amont de l'encre au sein de l'eau et

consommerait alors toute l'énergie des impulsions lasers. Dans ce cas, le détatouage proviendrait de la propagation de l'onde de choc au sein des tissus jusqu'aux particules d'encre. Il convient de préciser que contrairement à une onde mécanique progressive, qui inclut seulement un transport d'énergie dans un milieu, une onde de choc inclut également le déplacement de matière et donc une dénaturation du milieu traversé.

2.3 Composition chimique des encres

Les encres de tatouages sont des pigments de couleur insolubles³ dans l'eau et principalement composées des substances suivantes :

- **Encre noire** : composée d'oxydes de fer Fe_3O_4 et FeO , ou de carbone/graphite, ou encore de pigment extrait du bois de Campêche;
- **Encre marron** : composée d'oxyde de fer FeO pouvant être mélangé à de l'argile déshydratée;
- **Encre rouge** : composée d'oxyde de fer Fe_2O_3 (rouille), ou de rouge de cadmium (CdSe), ou de cinabre HgS , ou de sulfure de mercure avec un dérivé du naphthalène ($\text{Napht} - 2 - \text{ol}$);
- **Encre orange** : composée de disazoïques pyrazolone diaryle et de sélénio-sulfure de cadmium;
- **Encre jaune** : composée de diarylide qui contient des traces d'ocre, ou composée de jaune de chrome, ou de chromate de plomb (PbCrO_4) mélangé à du sulfure de plomb (PbS), ou de sulfure de cadmium (CdS) et de CdZnD , ou encore de curcuma;
- **Encre verte** : composée d'oxyde de chrome (Cr_2O_3) et de malachite qui est un pigment minéral de couleur vert clair qui vire au soleil ($\text{Cu}_2(\text{CO}_3)(\text{OH})_2$), ou de ferricyanure de potassium (jaune ou rouge) qui correspond à la formule chimique $\text{OH}_3[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ et du ferrocyanure ferrique (Bleu de Prusse) qui correspond la formule chimique $\text{Fe}_7(\text{CN})_{18}(\text{H}_2\text{O})_x$, x variant de 14 à 18.
- **Encre bleue** : composée de phtalocyanine de cuivre, ou d'azurite et de lapis-lazuli, de formules respectives $\text{Cu}_3(\text{CO}_3)_2(\text{OH})_2$ pour l'azurite et $(\text{Na,Ca})_8(\text{Al, Si})_{12}\text{O}_{24}\text{S}_2\text{FeS}-\text{CaCO}_3$ pour le lapis-lazuli, ou encore de bleu de cobalt ($\text{Al} - 2\text{CoO} - 4$);
- **Encre violette** : composée contenant du violet de manganèse, ou de pyrophosphate d'ammonium manganèse ($\text{H}_4\text{MnNO}_7\text{P}_2$), ou de sels d'aluminium, ou de $\text{C}_{34}\text{P}_{22}\text{C}_{12}\text{N}_4\text{O}_2$, ou de violet de dioaxine et de carbazole qui est retrouvé dans certains insecticides ($\text{C}_{12}\text{H}_9\text{N}$).
- **Encre blanc** : composée de carbonate de plomb PbCO_3 et de dioxyde de titane TiO_2 , ou de sulfate de baryum (BaSO_4) et d'oxyde de Zinc (ZnO).

À noter :

1. Certaines encres (jaune, rouge et orange principalement) contiennent également des substances fluorescentes à la lumière UV telles que le polyméthacrylate de méthyle.
2. Les encres sont majoritairement composées d'eau pure et de propyle éthanol. Au cours du processus de fabrication on rajoute souvent des additifs, type glycérol⁴ par exemple. Cela permet de diminuer l'agrégation/agglomération des nanoparticules entre elles, et donne également un aspect visqueux aux encres.

2.4 Étude des populations de particules dans les encres commerciales

Les mécanismes d'interaction du laser avec les molécules dans les encres de tatouage vont dépendre fortement de la taille des nanoparticules mises en jeu. En effet, le phénomène de diffusion thermique [HO et collab. \[2002\]](#), et par suite, la dynamique des ondes acoustiques générées par l'effet photoacoustique supposé, est dépendante de la dimension de la cible visée [WAN et GAIL \[2015\]](#) [OHL et OHL \[2013\]](#). Dans la littérature [GRANT et collab. \[2015\]](#), les encres sont décrites comme des substances pouvant être sous forme de nanoparticules isolées – 0 à 500 nm –, d'agrégats de nanoparticules – 100 nm à 1 μm –, ou encore d'agglomérats de particules et de nanoparticules – 0.1 μm à 1 mm. Ainsi, dans un premier temps j'ai cherché à vérifier les dimensions

3. Comme il s'agit de pigments et non de colorants, le solvant des encres est souvent de l'éthanol ou des alcools dénaturés tels que : du méthanol, du propylène glycol, de l'alcool à 90 °C ou de la glycérine.

4. Température de Fusion du Glycérol (glycérine) autour de 270°C. On parle généralement de "suspension colloïdale", les nanoparticules ne sont pas dissoutes.

des populations de nanoparticules, ou de particules, dans des encres commerciales couramment utilisées pour le tatouage⁵.

2.4.1 Analyse des tailles de population des nanoparticules dans les encres de tatouage par granulométrie laser

La *granulométrie laser* (plus connue sous le nom diffusion dynamique de la lumière ou *Dynamic Light Scattering (DLS)* en anglais) est une technique très répandue pour analyser la distribution en taille de particules, de l'échelle nanométrique à millimétrique. Les principales raisons de son succès résident dans sa large plage dynamique du nanomètre au millimètre, sa mesure rapide, sa répétabilité et l'absence de calibration. Cette technique est couverte par la norme ISO13320 (2009). Ainsi en partenariat avec le laboratoire ICMCB (Institut de Chimie de la Matière Condensée de Bordeaux), j'ai tout d'abord utilisé deux types de granulomètres laser de résolutions différentes afin d'analyser des encres commerciales en phase liquide aqueuse :

1. **Malvern Mastersizer 2000S** : permet d'obtenir la répartition granulométrique en part de volume. La gamme d'analyse est comprise entre 50 nm et 1 mm. Méthode destructive.
2. **Cordouan Technologie Vasco** : permet d'obtenir une répartition granulométrique en part d'intensité, de volume et de nombre. Il permet l'analyse des populations dans des fluides très visqueux et opaques type pétrole⁶ sur la gamme 0,5 nm – 10 µm. Milieux polymères autorisés. Échantillon récupérable après analyse.



(a) Cordouan Technologie Vasco



(b) Malvern Mastersizer 2000S

FIGURE 2.2 – Images des granulomètres laser utilisés pour l'analyse des nanoparticules au sein des encres de tatouages.

Notons qu'avec le premier instrument (Malvern Mastersizer 2000S), il est possible d'appliquer des ultrasons à la solution sous analyse. Ces ultrasons ont pour effet principal de séparer les nanoparticules de l'agrégat ou de l'agglomérat formé. Je reporte l'analyse d'encres commerciales en phase liquide aqueuse. Pour ce faire on dilue quelques gouttes d'encre dans un volume d'eau (20 ml). L'encre de tatouage directement prélevé à la sortie du flacon est extrêmement opaque, ainsi, la dilution permet de diminuer l'opacité de l'encre et d'être dans la plage dynamique de mesure (diffusion, transmission) des granulomètres laser utilisés pour nos analyses.

Analyse de quelques gouttes d'encres polychromatiques dans un volume d'eau

Granulomètre laser type Malvern Mastersizer 2000S

Je rapporte tout d'abord en Fig.2.3 trois courbes qui représentent la distribution en taille de particules de l'échantillon pour un volume donnée d'encre noire en solution aqueuse.

5. L'encre commerciale « Killer Ink » est une référence dans le marché du tatouage.

6. Cet appareil est très utilisé dans l'industrie de la pétrochimie.

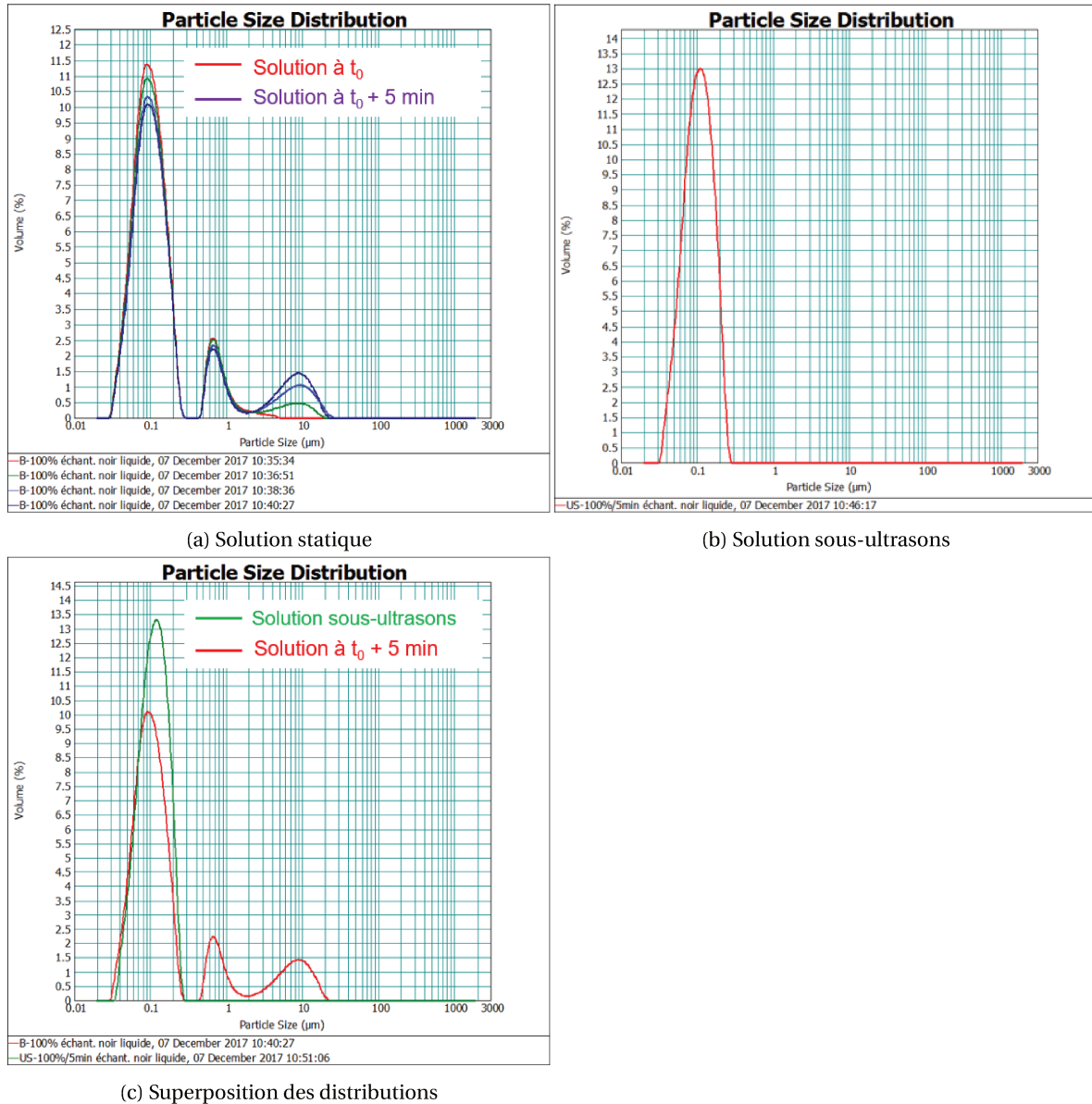


FIGURE 2.3 – Distribution en volume des populations de nanoparticules au sein d'un échantillon d'encre noire "Killer ink" en solution aqueuse. (a) - Solution statique . (b) - Solution sous ultrasons. (c) - Superposition des distributions. Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (μm). min = minutes

On note en Fig.2.3a la présence de trois populations :

- une première population majoritaire en volume autour de 100 nm : 81 % de la population à l'instant t_0 (première mesure après l'introduction de la solution dans le granulomètre laser) (courbe rouge) ;
- une deuxième population autour de 1 μm : 19 % de la population à l'instant t_0 (courbe rouge) ;
- une troisième autour de 10 μm : 0 % de la population à l'instant t_0 (courbe rouge)

On remarque que la population 3 augmente significativement entre l'instant t_0 et l'instant $t_0 + 5$ minutes (5 minutes plus-tard, courbe violette Fig.2.3a et courbe rouge Fig.2.3c), alors que les populations 1 et 2 diminuent. A l'instant $t_0 + 5$ minutes , on note la répartition suivante : population 1 = 74 %; population 2 = 11 %; population 3 = 15 %. Cette augmentation est liée à la dynamique d'agrégation des nanoparticules. La dynamique d'agrégation est variable selon le milieu ou se trouve l'encre. Afin d'évaluer la dynamique d'agrégation des nanoparticules avec précision,

il faudrait réaliser une analyse au "Zeta mètre ". Le "Zeta mètre" permet d'analyser la tension de surface (mesure du potentiel Zêta) qui peut exister entre nanoparticules. La mesure de la tension de surface donne alors des indications sur la capacité des nanoparticules à se mettre sous forme d'agrégats dans un milieu organique ou inorganique. Pour ces premiers tests nous n'étions pas en capacité technique et humaine d'utiliser cet outil, néanmoins, il semble intéressant de se servir de cet outil d'analyse pour aller plus loin dans l'analyse des encres de tatouage.

On peut supposer pour une encre composée de noire de carbone la répartition suivante GRANT et collab. [2015] :

- **population de 0 à 500 nm** : nanoparticules individuelles;
- **population de 100 nm à 1 µm** : agrégats de nanoparticules;
- **population de 1 µm à 100 µm** : agglomérats de nanoparticules;
- **population de 1 mm à plusieurs mm** : agglomérats qui se transforment en granules ou conglomérats.

Dans le cas présent, on peut faire l'hypothèse que la population autour de 100 nm correspond à une population de nanoparticules primaires (individuelles), qui peut également être sous forme d'agrégats autour de 1 µm et d'agglomérats autour de de 10 µm (dans cet échantillon). La Fig.2.3b confirme cette hypothèse. En effet, quand l'échantillon est soumis à des ultrasons (environ 3 minutes d'ultrasons) – qui ont pour effet d'isoler les nanoparticules primaires ou les agrégats de plus petites tailles – on retrouve une seule population de nanoparticules à 100 nm. Sur le même principe de mesure, j'ai également analysé une encre rouge, verte et violette. Je rapporte les analyses en Fig.2.4b : courbe rouge = encre noire, courbe Verte = encre verte, courbe bleu = encre violette, Courbe violette = encre rouge.

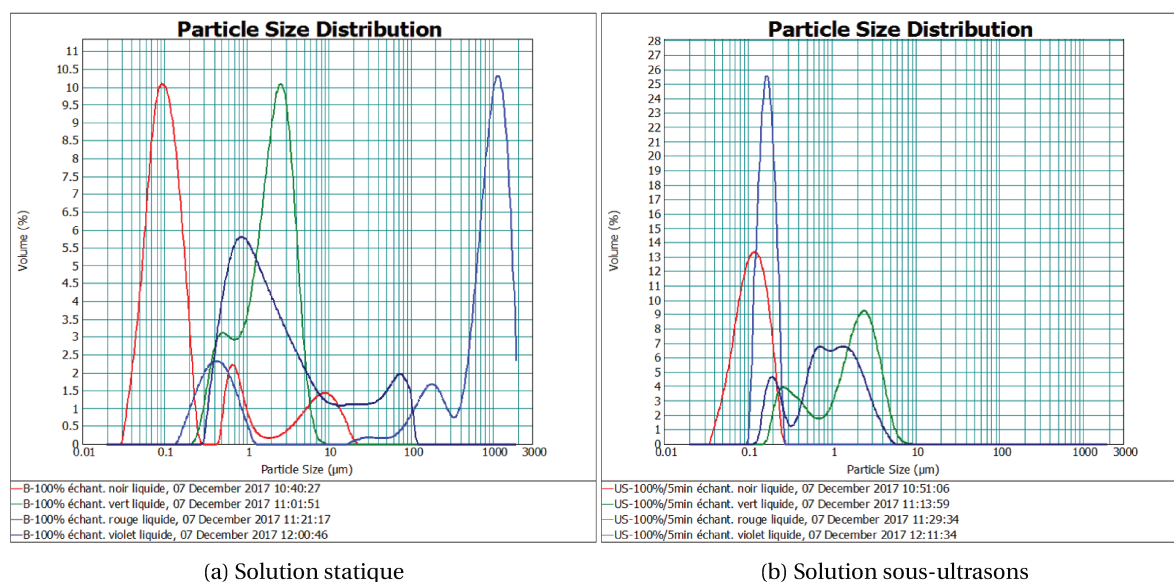


FIGURE 2.4 – Distribution en volume des populations au sein de plusieurs échantillons contenant de l'encre en solution aqueuse. Encre analysée : rouge, verte, noire et violette. (a) - Solution statique après 5 minutes ($t_0 + 5$ minutes). (b) - Solution sous ultrasons. Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (µm).

Je résume les résultats des analyses dans le tableau 2.2(avant ultrasons).

Répartition des populations de nanoparticules				
	Isolées	Agrégats	Agglomérats	Conglomérats
Encre noire	50 à 150 nm	500 nm à 1 µm	[1 à 10] µm	-
Encre rouge	[100 à 800] nm	500 nm à 1 µm	[50 à 100] µm	[1-3] mm
Encre verte	[500 à 800] nm	500 nm à 1 µm	[1 - 10] µm	-
Encre violette	[200 à 800] nm	500 nm - 1 µm	[1 - 200] µm	-

TABLEAU 2.2 – Récapitulatif des répartitions de nanoparticules présentes au sein des encres polychromatiques de tatouage étudiées.

Granulomètre laser type Cordouan Technologie Vasco

En complément des mesures précédentes, je propose de rapporter des acquisitions de populations de nanoparticules obtenues avec un second type de granulomètre, plus adapté aux fluides visqueux. On analyse tout d'abord la même encre que précédemment (i.e. encore noire diluée dans de l'eau), sous le même protocole expérimental. Puis, on réalise une analyse directe pour quelques gouttes d'encre noire directement en sortie du flacon⁷. On rapporte nos mesures en Fig.2.5.

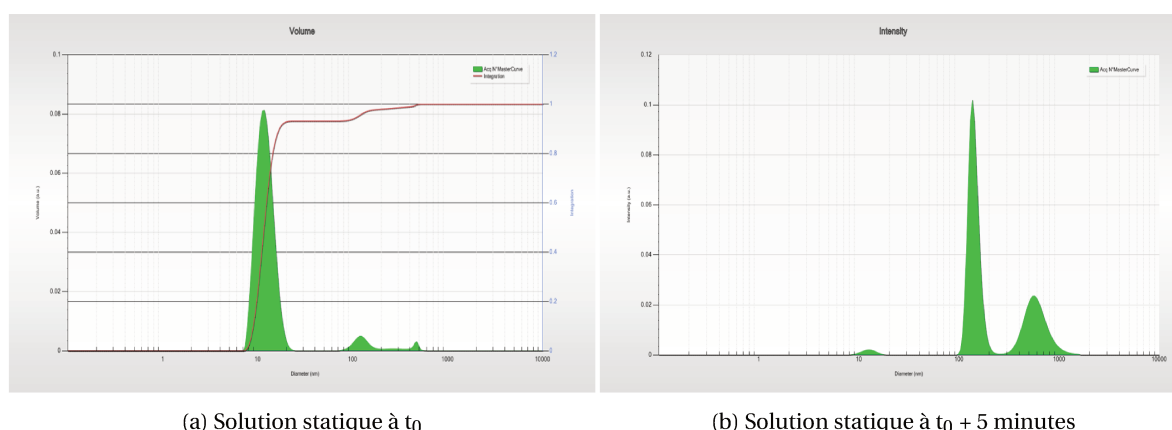


FIGURE 2.5 – Distribution en volume des populations de nanoparticules présentes au sein d'une encre commerciale noire de tatouage. (a) - Solution statique à t_0 . (b) - Solution statique à $t_0 + 5$ minutes. Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (nm).

La Fig.2.5a à t_0 indique la répartition suivante : 94 % de nanoparticules dont la valeur moyenne est autour de 12 nm, 5 % de nanoparticules dont la valeur moyenne est autour de 125 nm et 1 % de nanoparticules ou agrégats, dont la valeur moyenne est autour de 450 nm. La Fig.2.5b à $t_0 + 5$ minutes quant à elle indique la répartition suivante : 2 % de nanoparticules dont la valeur moyenne est autour de 12 nm; 32 % de nanoparticules dont la valeur moyenne est autour de 568 nm; et 66 % de nanoparticules ou agrégats dont la valeur moyenne est autour de 140 nm. On observe que ce granulomètre donne avec une précision supérieure la taille des populations de nanoparticules présentes dans cet échantillon d'encre. Selon la Fig.2.5a, on peut en déduire que la population autour de 100 nm, observée sur la Fig.2.3, est majoritairement composé d'un agrégat de nanoparticules, dont le diamètre individuel est proche de 10 nm. L'analyse de l'encre directement en sortie du flacon confirme ces propos. On reporte cette analyse en Fig.2.6. La répartition en volume en Fig.2.6 nous indique 96 % de nanoparticules autour de 11 nm, 2 % de nanoparticules autour de 150 nm, et 2 % autour de 10 µm. On constate ici, par rapport aux mesures faites pour l'encre en solution aqueuse, une faible agrégation de la population autour de 11 nm (mesure réalisée ici aussi à $t_0 + 5$ minutes). Cette observation va dans le sens de l'ajout d'additifs dans les encres qu'insèrent

7. Contrairement au granulomètre Cordouan Technologie Vasco, le granulomètre type Malvern Mastersizer 2000S n'est pas capable d'analyser directement l'encre noire en sortie du flacon, qui est un fluide opaque et visqueux.

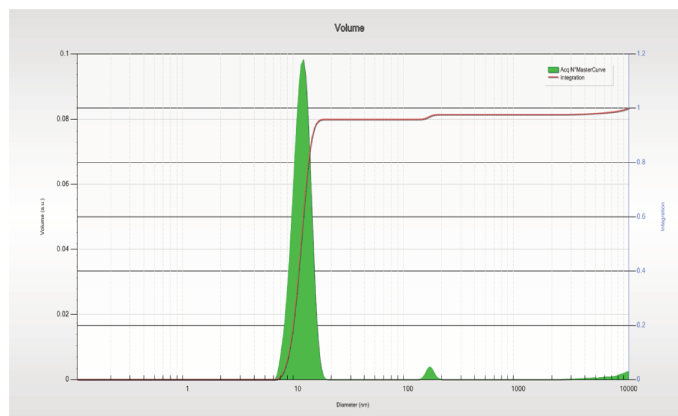
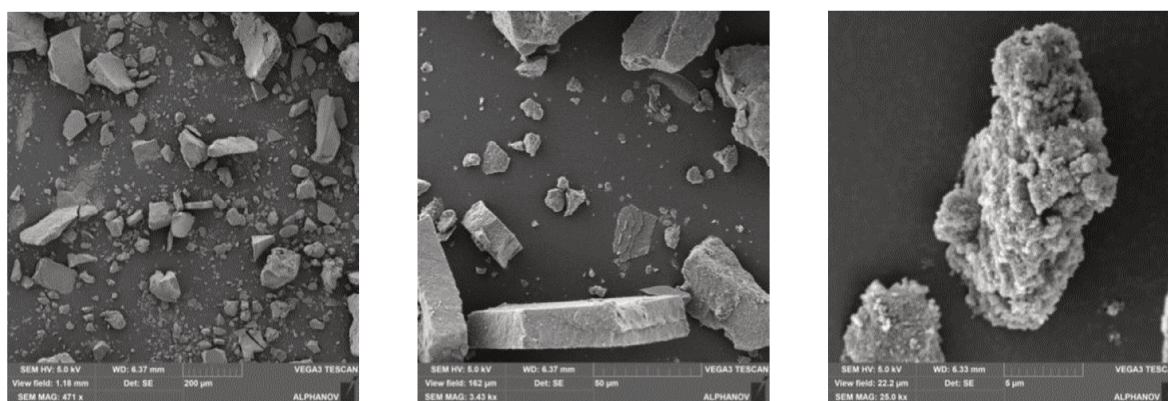


FIGURE 2.6 – Distribution en volume des populations de nanoparticules au sein d'une encre commerciale noire de tatouage. Solution statique à $t_0 + 5$ minutes. Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (nm).

les industriels pour empêcher l'agrégation des nanoparticules lorsqu'elles sont stockées au sein du flacon avant le tatouage.

2.4.2 Analyse des tailles de population des nanoparticules dans les encres de tatouage par MEB.

En collaboration avec le centre technologique ALPhANOV, nous rapportons ici des images en [microscopie électronique à balayage \(MEB\)](#) de l'encre noire (analysée précédemment par granulométrie laser). Les manipulations ont été réalisées avec un ingénieur/chercheur compétent dans le domaine de la chimie et de l'analyse des nanoparticules⁸. Afin d'analyser l'encre, les pigments ont été mis sous forme de poudre après un processus de séchage stricte; tout en s'assurant également de l'évaporation du glycérol. On rapporte en Fig.2.7 trois images MEB obtenues à différentes résolutions : 200 μm , 50 μm , 2 μm .



(a) MAG : 471 x, Échelle 200 μm

(b) MAG : 3,43 kx, Échelle 50 μm

(c) MAG : 25 kx, Échelle 5 μm

FIGURE 2.7 – Images MEB de l'encre noire sous forme de poudre à différents grossissements. La poudre est déposée sur un étalon de carbone séché et métallisé.

A partir de ces images, on peut voir que les dimensions des molécules d'encre présentes dans la poudre vont de quelques microns, à plusieurs centaines de microns. Par ailleurs, on peut observer que les microparticules sont formées par des agrégats/agglomérats de nanoparticules, notamment visibles sur la dernière image de la Fig.2.7c. Il est difficile ici d'observer la présence de nanoparticules individuelles. On peut noter deux raisons à cela. La première est la résolution de

8. Paolo Pagano, Ingénieur de recherche ALPhANOV

l'appareil de mesure, qui n'est pas assez importante pour observer nettement des particules sub-micrométriques. La deuxième raison est que sans glycérol, les nanoparticules s'agrègent instantanément entre elles. A noter que dans le cadre de cette thèse nous n'avons pas eu les moyens techniques et humains d'étudier la cinétique d'agrégation/agglomération des nanoparticules entre elles. La chimie et l'étude de la réactivité des nanoparticules sont des domaines complexes qui sortent de nos domaines de compétences. Sur les études qui vont suivre, avec notre partenaire de projet ALPhANOV, nous nous sommes concentrés sur des expérimentations et des mesures qui permettent une compréhension globale de la problématique du détatouage. De nombreux autres travaux de thèses dans les domaines de chimie, bio-chimie et de l'interaction laser, seraient nécessaires pour expliquer tous les aspects scientifiques mis en jeu dans cette thérapie.

2.5 Analyse des tailles de population des nanoparticules dans les encres de tatouage après irradiation laser

Nous venons de voir en section 2.4.1 de ce chapitre que les nanoparticules présentes dans les encres de tatouage commerciales, prennent la forme d'agrégats, d'agglomérats, ou encore, de conglomerats volumineux. Or, en introduction de cette thèse (cf.1.1.2) nous avons vu que c'est le volume de ces particules au sein du derme, et notamment des fibroblastes⁹, qui est à l'origine de la permanence du tatouage. Ainsi, nous avons voulu observer l'effet de l'irradiation laser sur l'encre lorsque celle-ci est tout d'abord introduite dans un milieu aqueux simple, puis lorsqu'elle est introduite dans un milieu aqueux contenant des membranes type gel Agar-agar que l'on suppose plus proche de la composition du derme. La encore de très nombreux tests ont été réalisés, on reportera dans ce manuscrit seulement ceux qui nous paraissent les plus probants. Ces tests ont également été réalisés en collaboration avec le centre technologique ALPhANOV.

Le laser utilisé pour ces tests d'irradiation est le prototype laser présenté en chapitre 5 dont les performances sont les suivantes :

- Accordabilité continue en durée d'impulsion → d'un régime nanoseconde à 45 picosecondes ;
- Accordabilité en fréquence → taux de répétition des impulsions ajustable de 5 **megahertz (MHz)** à 1 **gigahertz (GHz)** ;
- Émission d'un faisceau gaussien à 1030 nm et à la limite de diffraction ;
- Puissance moyenne ajustable → 1 W à 20 W @ 5 MHz @ 1030 nm.

De plus, comme explicité en Fig.5.6, on considère également la possibilité de générer des macro-impulsions dont l'énergie correspond à l'énergie cumulée, sur quelques fenêtres temporelles, des impulsions courtes de 45 ps et à des cadences ≥ 5 MHz.

2.5.1 Dispersion de l'encre liquide en milieu aqueux

Nous avons tout d'abord cherché à observer un phénomène de fragmentation ou séparation des nanoparticules¹⁰ lorsque l'encre en sortie du flacon (cf.Fig.2.6) est en suspension dans un milieu aqueux, type liquide physiologique ici (cf.Fig.2.3). On rapporte en Fig.2.8 deux résultats représentatifs des nombreux tests que nous avons réalisés :

9. Un fibroblaste est une cellule présente dans le tissu conjonctif, elle est parfois appelée cellule de soutien. Ce sont notamment des cellules résidentes du derme qui en assurent la cohérence et la souplesse. <https://fr.wikipedia.org/wiki/Fibroblaste>

10. Il est difficile de savoir à ce stade, si les nanoparticules se fragmentent sous l'effet du laser, ou si elles se séparent des agrégats/agglomérats/conglomerats pour se remettre sous forme de nanoparticules individuelles. Les deux phénomènes peuvent aussi intervenir simultanément selon les tailles des nanoparticules mises en jeu. Dans les deux cas, le but de l'irradiation est d'obtenir une population de nanoparticules dont la taille est la plus faible possible après irradiation au laser.

- Fig.2.8a : irradiation pendant 5 minutes avec des macro-impulsion de 100 ms. L'énergie cumulée pour une macro-impulsion est de 0,96 J, soit 50 macro-impulsions émises à une cadence de 10 Hz;
- Fig.2.8b irradiation pendant 3 minutes avec des macro-impulsion de 300 ms. L'énergie cumulée pour une macro-impulsion est de 3,96 J, soit 10 macro-impulsions émises à une cadence de 3 Hz.

Nous n'avons observé que très peu de différences entre les populations de nanoparticules présentes avant et après irradiation dans les différentes suspensions d'encre réalisées. Sur la Fig.2.8b il semble qu'on ait une répartition différente, ou une légère redistribution en nanoparticules.

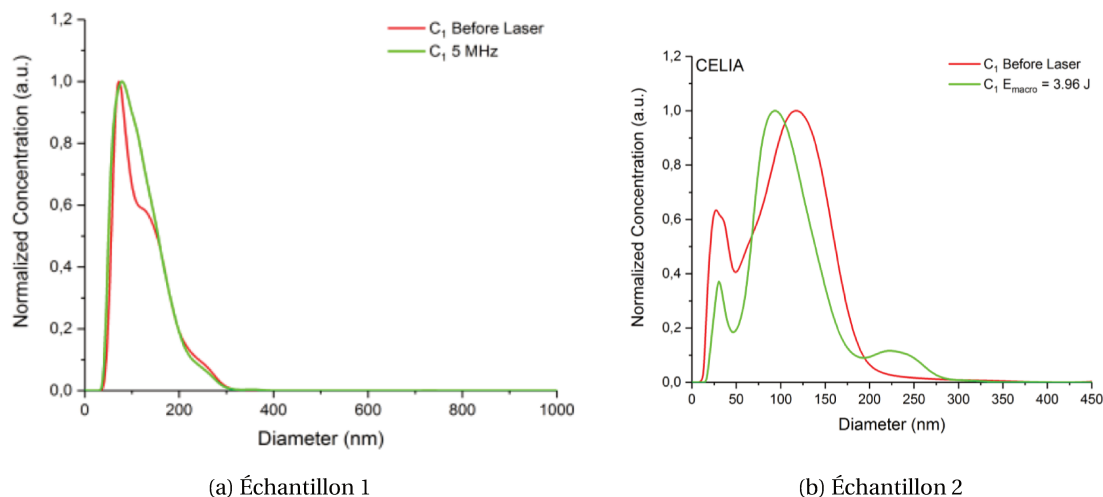


FIGURE 2.8 – Analyse granulométrique en concentration de nanoparticules avant et après irradiation. Paramètres d'irradiation commun : $P = 12,3 \text{ W}$, aire = $0,128 \text{ cm}^2$, $E/\text{pulse} = 2,6\mu\text{J}$, cadence = 5 MHz. (a) - Irradiation pendant 5 minutes : énergie cumulée de 0,96 J pour une macro-impulsion de 100 ms (50 macro-impulsions émises à 10 Hz). (b) - Irradiation pendant 3 minutes : énergie cumulée de 3,96 J pour une macro-impulsion de 300 ms (10 macro-impulsions émises à 3 Hz).

Il est cependant difficile de tirer des conclusions sur ces premières irradiations car :

- Nous avons vu en section 2.4.1 de ce chapitre que les tailles de populations de nanoparticules ne sont pas figées et évoluent au cours du temps \rightarrow cinétique d'agrégation/agglomération qui gêne alors l'analyse;
- Dans le même sens, d'un échantillon à un autre (avant irradiation), nous n'avons pas la même répartition en population de nanoparticules \rightarrow peu de reproductibilité entre les échantillons lorsque l'encre est en suspension dans un liquide (difficile d'obtenir la même concentration en nanoparticules dans chaque échantillon);
- Populations de nanoparticules qui sont déjà majoritairement sous forme de nanoparticules individuelles de faibles dimensions avant irradiation \rightarrow il y a peu d'agrégation/d'agglomération si le glycérol au sein des encres n'est pas évaporé et reste autour des encres, même lors d'une dispersion.

Pour la suite des tests, il s'agit alors de privilégier une potentielle fragmentation d'amas de nanoparticules de dimensions micrométriques et figées dans le temps.

2.5.2 Poudre d'encre en milieu sec

Dans le sens des remarques précédentes, nous avons alors décidé d'irradier l'encre noire de tatouage lorsqu'elle est sous la forme d'une poudre d'encre en milieu sec (évaporation du glycérol). Les populations présentes au sein de cette poudre sont équivalentes à celles présentées en Fig.2.7, dont les dimensions des molécules – selon les images – vont de quelques microns, à plusieurs centaines de microns. Afin de préciser cette répartition, nous avons également dispersé cette poudre

d'encre dans de l'eau afin d'analyser nos échantillons au granulomètre laser. On rapporte cette analyse en Fig.2.9. Sur la Fig.2.9 on note la présence majoritaire (> 50 %) d'une population de nanoparticules sous forme d'amas de nanoparticules dont les tailles sont comprises entre 1 μm et 1 mm . Ces dimensions correspondent bien à celles évaluées par MEB. On expose ensuite les deux échantillons – dont la répartition initiale est semblable à celle présentée en Fig.2.7 et Fig.2.9 – à deux durées de macro-impulsions : 100 ms \rightarrow E = 0,96 et 500 ms \rightarrow E = 4,90 J. On reporte les deux images obtenues par MEB après irradiation en Fig.2.10. Ces images semblent indiquer que les amas d'encre présents après irradiation ne sont pas plus importants que 3 μm . Cela va donc dans le sens d'une photo-fragmentation par laser des molécules d'encre dans la poudre, qui ont des dimensions de plusieurs dizaines et centaines de micromètres avant irradiation.

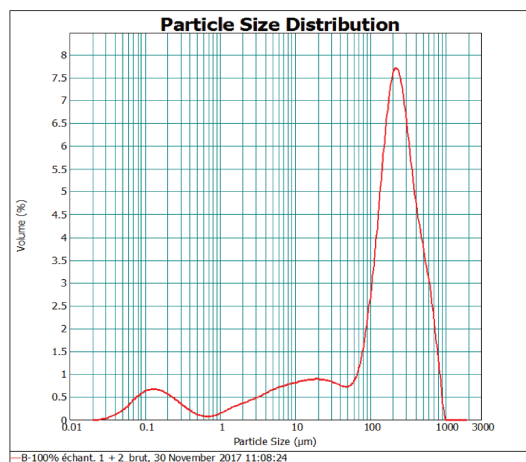
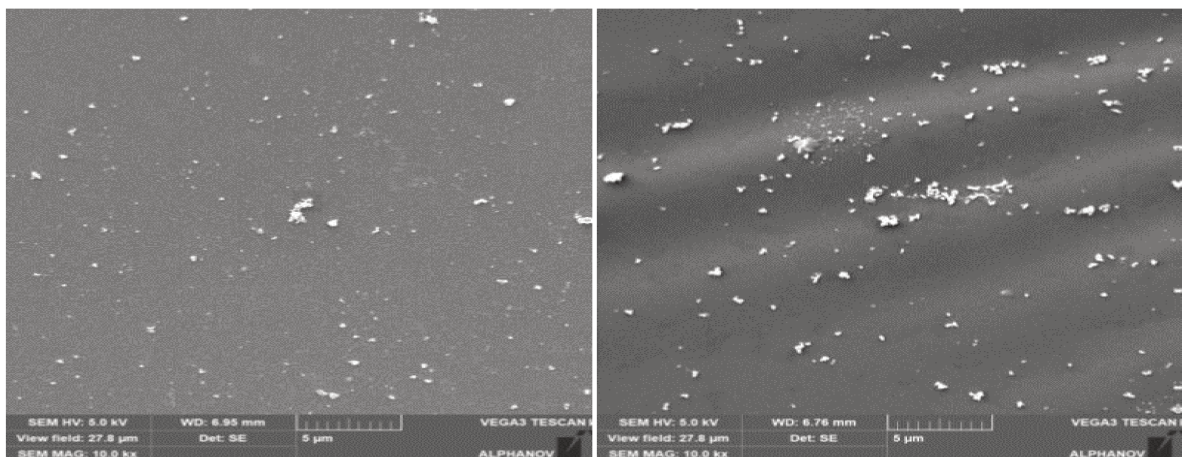


FIGURE 2.9 – Distribution en volume des populations de nanoparticules d'une encre commerciale noire de tatouage sous forme de poudre. Solution statique à $t_0 + 5$ minutes. Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (μm).



(a) MAG : 10 kx, Échelle 5 μm

(b) MAG : 10 kx, Échelle 5 μm

FIGURE 2.10 – Images MEB de l'encre noire sous forme de poudre après irradiation. Paramètres d'irradiation commun : P = 12,3 W, aire = 0,128 cm^2 , E/pulse = 2,6 μJ , cadence = 5 MHz. (a) - Irradiation pendant 5 minutes : énergie cumulée de 0,96 J pour une macro-impulsion de 100 ms. (b) - Irradiation pendant 3 minutes : énergie cumulée de 4,90 J pour une macro-impulsion de 300 ms.

2.5.3 Insertion de l'encre liquide en milieu aqueux type "Gel" agar-agar

Le but de cette manipulation est d'identifier un substrat à l'intérieur duquel il est possible de maintenir/fixer de l'encre en suspension sur une zone définie, et de l'irradier. Il s'agit ensuite

d'analyser cette zone avant et après irradiation avec un outil adapté, afin de noter un potentiel effet du laser sur l'évolution en taille des populations de nanoparticules. L'agar-agar¹¹ est le milieu que j'ai choisi ici. Il peut être considéré comme une «éponge» dont les trous sont des pores qui vont emprisonner, l'encre présente dans la solution aqueuse. Selon la température de chauffage/gélification et le temps de chauffage, les pores n'auront pas la même taille. Par exemple, plus le temps de chauffage est long (pour une même température de gélification), plus la taille des pores est importante, le gel mou et ductile, et moins il est résistant aux contraintes mécaniques. A noter que la résistance de l'échantillon est également liée aux proportions d'agar-agar introduite dans la solution aqueuse à gélifier. Ainsi, nous avons testé de nombreux dosages avant de trouver une texture de gel qui résiste suffisamment à l'irradiation laser pour permettre une analyse post-irradiation.

L'outil d'analyse utilisé dans le cadre de cette étude est un granulomètre laser permettant une analyse sans contact avec l'échantillon, contrairement aux deux outils présentés précédemment (cf.section 2.4.1). La mesure de granulométrie laser au sein de l'agar-agar n'est pas aussi simple que dans un milieu à deux couches (indice de réfraction du solvant et des particules à analyser) et j'ai alors sollicité la société "Cordouan Technologie" afin de réaliser les analyses présentées ci-dessous. En effet, la granulométrie laser est initialement prévue pour analyser des milieux homogènes à deux couches. En d'autres mots, le granulomètre va mesurer le mouvement Brownien par rapport à un fluide de référence. Il est essentiel que les particules soient en mouvement pour que l'on remonte à la taille des particules¹². Par exemple : si l'on introduit du carbone dans un solvant aqueux et que l'on mesure la taille des particules de carbone, on choisit comme référentiel l'eau. Pour cela, on transmet à l'outil d'analyse l'indice de réfraction et le coefficient de viscosité de l'eau. De ce fait, chaque diffusion détectée sera liée au mouvement Brownien des particules de carbone par rapport à l'eau. Sur ces propos, on suppose alors que le laser diffuse sur les particules (diffusion des particules en mouvement) et que chaque diffusion est ensuite détectée, et donc suffisamment intense.

Concernant l'agar-agar, la difficulté vient du fait que nous avons à présent un milieu à trois couches. Partant du principe que l'encre est en mouvement dans l'eau, même si on peut supposer que le volume d'eau dans lequel est l'encre est très faible (du fait de la taille des pores, généralement micrométrique), on choisit également l'eau comme référentiel d'analyse. On a ensuite adapté de manière incrémentale, la puissance du laser envoyé sur l'échantillon et la position du laser, afin de détecter des diffusions de lumière venant des particules de carbone emprisonnées dans les pores de l'agar-agar. L'outil utilisé ici est le granulomètre "VASCO KIN" de la société "Cordouan Technologie". Il détecte sur la gamme de tailles de particules : 0,5 nm à 10 μ m. De plus, nous avons directement effectué les mesures dans le laboratoire de recherche de la société "Cordouan Technologie" avec les experts ayant conçu cet outil d'analyse.

Analyse de l'encre dilué dans l'agar-agar avant irradiation

Je rapporte tout d'abord en Fig.2.11 trois analyses granulométriques d'un disque de gel d'agar-agar contenant une encre noire commerciale et au préalable introduite dans un volume d'eau. Afin de comparer nos résultats (tests de répétabilité), on divise le disque de gel en six échantillons homogènes (à priori semblables entre eux). Conformément aux conseils de la société "Cordouan Technologie", je choisis de représenter la répartition des nanoparticules en terme de distribution en volume des populations¹³.

Ces mesures nous permettent de constater la présence de deux populations majoritaires au sein de ces échantillons : une population autour de 100 nm avec un pourcentage en volume d'occupation $\leq 30\%$; une population autour de 750 nm avec un pourcentage en volume d'occupation

11. Dans le cadre de cette étude nous avons utilisé de l'agar-agar biologique.

12. La mesure de la taille des particules est basée sur l'ajustement d'un algorithme par rapport à un corrélogramme qui représente l'amplitude normalisée des différentes diffusions au cours du temps. <https://www.cordouan-tech.com/fr/nanoparticle-size-dynamic-light-scattering>

13. L'outil permet également une représentation en intensité et une représentation en nombre.

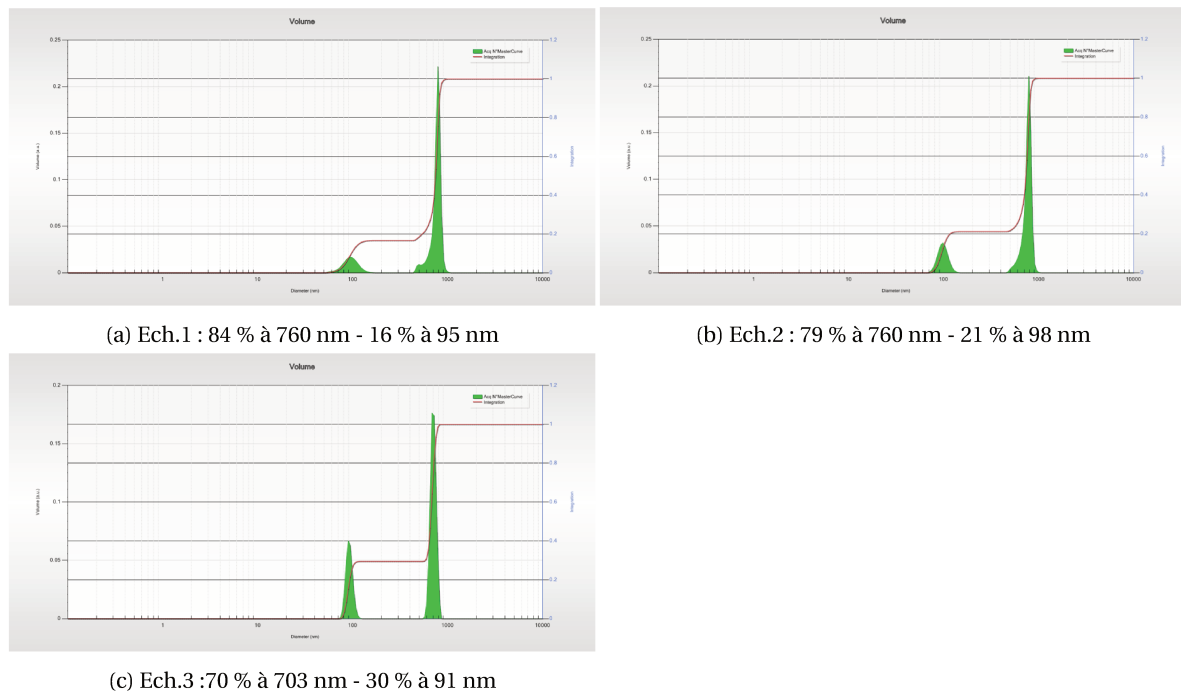


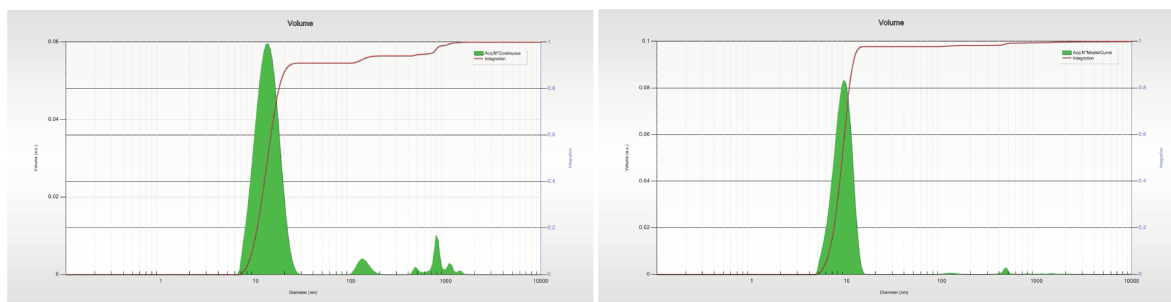
FIGURE 2.11 – Distribution en volume des populations de nanoparticules d’une encre commerciale noire de tatouage gélifiée dans de l’agar-agar. Les trois échantillons ont été analysés avec les mêmes paramètres. Les échantillons analysés dans les figures (a), (b) et (c), correspondent à trois échantillons issus du même disque de gel. Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (nm).

$\geq 70\%$. Ces mesures sont concordantes avec les mesures réalisées lorsque l’encre est en solution aqueuse indépendamment de l’agar-agar (Fig.2.5). Notons qu’ici, il est possible que les dimensions des pores du gel limitent l’agrégation/agglomération maximale que puisse atteindre les nanoparticules de carbone. Dans le cadre de cette campagne de mesure, nous n’avons malheureusement pas pu évaluer les dimensions des pores présents dans le gel réalisé. Les mesures témoignent cependant d’une homogénéité de nos échantillons.

Analyse de l’encre dilué dans l’agar-agar après irradiation

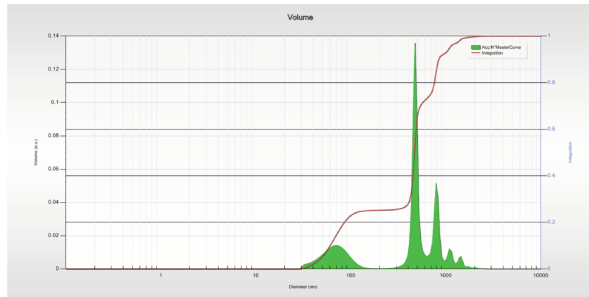
Nous avons ensuite irradié les trois échantillons issus du disque précédent avec les paramètres suivants : macro-impulsion de 28 ms \rightarrow 0.36 J, période des tirs \rightarrow 1 seconde ; nombre de tirs \rightarrow 10.

On observe à partir de la Fig.2.12 une redistribution des populations de nanoparticules. Il est cependant difficile de tirer des conclusions sur la potentielle fragmentation des nanoparticules de carbone via l’irradiation laser. En effet, les trois mesures en Fig.2.12 n’indiquent pas les mêmes distributions (pas de comportement systématique). L’apparition d’une population de nanoparticule proche de 10 nm après irradiation (Fig.2.12b et Fig.2.12c) semblerait indiquer que l’irradiation laser permet a minima une séparation/fragmentation des nanoparticules des agrégats/agglomérats les plus volumineux. Cependant, après irradiation, on observe également la présence d’une population supérieure à 1 μm sur les Fig.2.12a et Fig.2.12c. Ainsi, il est probable que l’irradiation permet à la fois de fragmenter les agrégats/agglomérats d’encre, mais également, la formation d’agrégats/agglomérats plus volumineux qu’avant l’irradiation [MEZDARI \[2005\]](#), sans doute dû au changement de la structure du gel (dimensions des pores) après irradiation laser. De plus, comme dans le cas de l’irradiation de l’encre directement en solution aqueuse, l’analyse après irradiation est entachée de la cinétique d’agrégation/agglomération des nanoparticules dans l’eau [DEFRANCESCHI \[2003\]](#).



(a) 91 % à 13,4 nm, 4 % à 790 nm, 3 % à 137 nm, 1 % à 1,1 μm

(b) 99 % à 9 nm - 1 % à 460 nm



(c) 47 % à 474 nm, 25 % à 70 nm, 19 % à 782 nm, 5 % à 1 μm, 4 % à 1,5 μm

FIGURE 2.12 – Distribution en volume des populations de nanoparticules d'une encre commerciale noire de tatouage gélifiée dans de l'agar-agar, après irradiation. Paramètres d'irradiation : $P = 12,3 \text{ W}$, aire = $0,128 \text{ cm}^2$, $E/\text{pulse} = 2,6 \mu\text{J}$, cadence = 5 MHz. Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (nm). Les échantillons analysés dans les figures (a), (b) et (c), correspondent à trois échantillons issus du même disque de gel. Unité axe des ordonnées = Volume (%), Unité axe des abscisses = Tailles des particules (nm).

2.5.4 Bilan des tests d'irradiation laser

A partir des tests présentés ci-dessus, il est difficile de tirer des conclusions sur un protocole expérimental permettant à la fois, de fixer l'encre de manière statique dans un milieu ressemblant aux tissus biologiques (majoritairement composé d'eau) et d'observer une différence notable de taille de population avant et après irradiation. Notons que les premières expériences présentées ici n'avaient pas pour objectif direct de faire un parallèle avec l'encre au sein de la peau, mais de tout d'abord se familiariser avec l'irradiation de l'encre de tatouage, et de conclure avec les outils à ma disposition, sur la détection d'un effet de fragmentation des particules d'encre. Les expériences présentées en section 2.5.2 et 2.5.3 m'ont permis d'observer un effet de fragmentation par le laser sur les particules d'encre. Cependant, les protocoles présentés sont peu reproductibles et la cinétique d'agrégation rend la répétitivité des mesures difficile. Malgré cela, il semble que le granulomètre laser (sans contact) puisse être un outil pertinent pour la détection et la caractérisation de la fragmentation des particules d'encre. Pour aller plus loin, il faudrait selon moi, coupler cette analyse avec l'irradiation d'échantillon ex-vivo plus proche de la peau, comme par exemple ceux réalisés et utilisés par [AHN et collab. \[2017\]](#).

2.6 Conclusion du chapitre

Afin de guider mes développements laser, il me semblait pertinent d'améliorer notre connaissance des encres et des mécanismes physiques pouvant être mis en jeu avec les paramètres laser couramment utilisés pour la thérapie du détatouage. Grâce à cette étude, nous avons tout d'abord amélioré notre connaissance des encres en terme de taille de populations et des formes que peuvent prendre ces populations. Les tests d'irradiation nous donnent également des pistes de travail intéressantes pour la poursuite des tests ex-vivo. Notamment au niveau du support de

fixation de l'encre et des outils de mise en évidence de la fragmentation des particules d'encre par irradiation laser.

La première partie de ce travail, bien que exclusivement bibliographique, m'a permis de décrire de manière précise l'effet photo-acoustique supposé pour le détatouage. J'ai notamment cherché, ici, à expliquer la formation de la cavitation indépendamment de la photodisruption, souvent évoquée dans la littérature médicale, et finalement peu probable au regard des paramètres laser utilisés. Pour conclure sur ce chapitre, il semble important de préciser que peu de travaux de simulations, d'études, et de tests ex-vivo, ont été réalisés à propos de l'irradiation laser de l'encre. Ainsi, il semblerait présomptueux d'affirmer que l'étude présentée ci-dessus explique la thérapie du détatouage dans sa globalité. En effet, le détatouage n'est pas encore une technique thérapeutique totalement maîtrisée, à commencer par l'origine de la permanence du tatouage.

Une étude du centre d'immunologie de Marseille-Luminy [BARANSKA et collab. \[2018\]](#) a remis en question en 2018 la permanence du tatouage. Cette étude démontre notamment que les pigments de l'encre, ne se fixent pas seulement dans les fibroblastes, mais également au sein des macrophages, qui sont les cellules du système immunitaire dont l'action en théorie consiste à capturer et évacuer les corps étrangers. Ainsi, dans cette étude les macrophages peuvent mourir dans le derme après avoir capturé les pigments et donc participer à la permanence du tatouage. Dans ce cas, la fragmentation par laser pourrait aussi participer à stimuler le système immunitaire. Enfin, on peut souligner que malgré la preuve que les lasers impulsionnels, et notamment les lasers picosecondes sont efficaces dans le cadre du détatouage, dans certain cas le détatouage par laser reste inefficace. [Ross et collab. \[1998\]](#) évoque comme raison la profondeur de fixation de l'encre et l'incapacité à certaines profondeurs d'interagir de manière sélective avec les pigments d'encre, sans engendrer des dénaturations importantes de la peau en augmentant de manière dangereuse la fluence du laser.

2.7 Références

- ADATTO, M. A., R. AMIR, J. BHAWALKAR, R. SIERRA, R. BANKOWSKI, D. ROZEN, C. DIERICKX et M. LAPIDOTH. 2017, «New and Advanced Picosecond Lasers for Tattoo Removal», *Current Problems in Dermatology (Switzerland)*, vol. 52, doi:10.1159/000450812, p. 113–123, ISSN 16622944. [12](#), [13](#), [14](#)
- AHN, K. J., Z. ZHENG, T. R. KWON, B. J. KIM, H. S. LEE et S. B. CHO. 2017, «Pattern analysis of laser-tattoo interactions for picosecond- and nanosecond-domain 1,064-nm neodymium-doped yttrium-aluminum-garnet lasers in tissue-mimicking phantom», *Scientific Reports*, vol. 7, n° 1, doi:10.1038/s41598-017-01724-1, p. 1–9, ISSN 20452322. URL <http://dx.doi.org/10.1038/s41598-017-01724-1>. [28](#)
- ASHBY, M. F. et N. A. WATERMAN. 1991, *CRC-Elsevier materials selector*, Vol.2, CRC Press., Boca Raton. [13](#)
- BARANSKA, A., A. SHAWKET, M. JOUVE, M. BARATIN, C. MALOSSE, O. VOLUZAN, T. P. V. MANH, F. FIORE, M. BAJÉNOFF, P. BENAROCHE, M. DALOD, M. MALISSEN, S. HENRI et B. MALISSEN. 2018, «Unveiling skin macrophage dynamics explains both tattoo persistence and strenuous removal», *Journal of Experimental Medicine*, vol. 215, n° 4, doi:10.1084/jem.20171608, p. 1115–1133, ISSN 15409538. [29](#)
- CHEN, H. et G. DIEBOLD. 1995, «Chemical Generation of Acoustic Waves : A Giant Photoacoustic Effect», *Science*, vol. 270, p. 963–966. [15](#)
- DEFRANCESCHI, M. 2003, «Agrégats moléculaires», *Techniques de l'ingénieur Nanosciences : concepts, simulation et caractérisation*, vol. base documentaire : TIB194DUO., n° ref. article : nm210. [27](#)
- F.DELALE, C. 2013, *Bubble Dynamics and shock Waves*, Springer, Heidelberg New York Dordrecht London. [15](#)
- GRANT, C. A., P. C. TWIGG, R. BAKER et D. J. TOBIN. 2015, «Tattoo ink nanoparticles in skin tissue and fibroblasts», *Beilstein Journal of Nanotechnology*, vol. 6, n° 1, doi:10.3762/bjnano.6.120, p. 1183–1191, ISSN 21904286. [17](#), [20](#)
- HO, D. D., R. LONDON, G. B. ZIMMERMAN et D. A. YOUNG. 2002, «Laser-tattoo removal - A study of the mechanism and the optimal treatment strategy via computer simulations», *Lasers in Surgery and Medicine*, vol. 30, n° 5, doi:10.1002/lsm.10065, p. 389–397, ISSN 01968092. [xvii](#), [12](#), [13](#), [14](#), [15](#), [17](#)
- HSU, V. M., A. S. ALDAHAN, S. MLACKER, V. V. SHAH et K. NOURI. 2016, «The picosecond laser for tattoo removal», *Lasers in Medical Science*, vol. 31, n° 8, doi:10.1007/s10103-016-1924-9, p. 1733–1737, ISSN 1435-604X. URL <https://doi.org/10.1007/s10103-016-1924-9>. [12](#)
- LAUTERBORN, W. et A. VOGEL. 2013, *Shock Wave Emission by Laser Generated Bubbles*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, ISBN 978-3-642-34297-4, p. 67–103, doi:10.1007/978-3-642-34297-4_3. URL https://doi.org/10.1007/978-3-642-34297-4_3. [15](#)
- LORGEOU, A., Y. PERRILLAT, N. GRAL, S. LAGRANGE, J. P. LACOUR et T. PASSERON. 2018, «Comparison of two picosecond lasers to a nanosecond laser for treating tattoos : a prospective randomized study on 49 patients», *Journal of the European Academy of Dermatology and Venereology*, vol. 32, n° 2, doi:10.1111/jdv.14492, p. 265–270, ISSN 14683083. [12](#)
- MEZDARI, F. 2005, *Fragmentation d'agrégats de carbone (multi) chargés formés par ionisation et excitation en collision de haute vitesse*, thèse de doctorat. URL <http://www.theses.fr/2005PA066335>. [27](#)

- OHL, C. D. et S. W. OHL. 2013, *ShockWave interaction with single bubbles and bubble clouds*, ISBN 9783642342974, 3–31 p., doi :10.1007/978-3-642-34297-4_1. [17](#)
- ROSS, E. V., G. NASEEF, C. LIN, M. KELLY, N. MICHAUD, T. J. FLOTTE, J. RAYTHEN et R. R. ANDERSON. 1998, «Comparison of responses of tattoos to picosecond and nanosecond Q- switched neodymium :YAG lasers», *Archives of Dermatology*, vol. 134, n° 2, doi :10.1001/archderm.134.2.167, p. 167–171, ISSN 0003987X. [12](#), [14](#), [15](#), [29](#)
- SIERRA, R. et M. MIRKOV. 2013, «IMPACT OF PULSE DURATION FROM NANOSECONDS TO PICOSECONDS ON THE THERMAL AND MECHANICAL EFFECTS DURING LASER INTERACTION WITH TATTOO TARGETS», *Lasers in Surgery and Medicine*, vol. 45, p. 29–30. [13](#), [14](#)
- VAN GEMERT, M. J., S. L. JACQUES, H. J. STERENBORG et W. M. STAR. 1989, «Skin Optics», *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, vol. 36, n° 12, doi :10.1109/10.42108, p. 1146–1154, ISSN 15582531. [13](#), [14](#)
- WAN, M. et Y. F. GAIL. 2015, *Cavitation in Biomedicine*, ISBN 9789401772549, doi :10.1007/978-94-017-7255-6. [12](#), [17](#)

Chapitre 3

Éléments de théorie sur l'émission et la propagation de champs lumineux stimulés.

« La science consiste à passer d'un étonnement à un autre. »

Aristote

Sommaire

3.1 Introduction du chapitre	35
3.2 Théorie du guidage dans les fibres optiques	36
3.2.1 Équations de Maxwell	36
3.2.2 Dispersion dans les fibres optiques	38
3.2.3 Guidage par réflexion totale interne : cas d'un guide d'onde circulaire	40
3.2.4 Guidage par RTIM	43
3.2.5 Exemples d'applications des fibres microstructurées à guidage par RTIM	46
3.3 Oscillateur laser émettant en régime continu	49
3.3.1 Cavité laser	49
3.3.2 Conditions d'oscillation d'une cavité laser en régime continu	50
3.3.3 Profil transversal des modes d'une cavité laser	52
3.3.4 Qualité de faisceau	52
3.3.5 Polarisation d'un faisceau laser	53
3.4 Fibres optiques amplificatrices dopées aux ions Ytterbium	58
3.4.1 Structure électronique et spectroscopie des ions ytterbium en matrice silicate	59
3.4.2 Conditions d'obtention d'un effet laser à 976 nm dans les fibres dopées ytterbium	61
3.5 Effets non-linéaires dans les fibres optiques	65
3.5.1 Effet Kerr optique	65
3.5.2 L'automodulation de phase	66
3.5.3 Diffusion Raman	67
3.5.4 Diffusion Brillouin	69
3.5.5 Mélange à quatre ondes	69
3.5.6 Propagation d'impulsions intenses dans les fibres optiques	72
3.6 Propriétés de cohérence des champs lumineux	73
3.6.1 Définition des fonctions $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$	73
3.6.2 Propriétés de cohérence des sources de lumière usuelles	74
3.6.3 Statistique des photons de l'émission spontanée amplifiée	78

3.6.4 Impact de la cohérence du champ lumineux sur la génération d'effets non- linéaires	80
3.7 Conclusion du chapitre	81
3.8 Références	82

3.1 Introduction du chapitre

En amont de la présentation des résultats obtenus lors ce travail de thèse, il convient d'expliciter les concepts théoriques et les outils utilisés pour la réalisation et l'interprétation des différentes expériences scientifiques que je décrirai dans la suite de ce manuscrit. Dans ce but, on s'intéressera tout d'abord à l'émission laser autour de 1.03 μm et 976 nm dans les fibres optiques dopées aux ions [Ytterbium](#), ainsi qu'au principe de guidage et d'amplification de la lumière à l'intérieur de ces fibres. Nous verrons également comment il est possible d'intégrer ces fibres optiques au sein d'oscillateurs lasers fibrés de faible et forte puissance moyenne. Je décrirai ensuite les phénomènes d'optique non-linéaire que nous sommes capables de générer par la propagation d'impulsions courtes (de fortes puissances crêtes) à l'intérieur de fibres optiques, dites "hautement non-linéaires", ou encore, "spéciales" (Fibres à cristaux photoniques [PCF](#)). Notamment du fait de leurs faibles diamètres de coeur – inférieur à 6 μm généralement – ainsi que de leurs architectures qui sont souvent microstructurées. Le dernier aspect de ce premier chapitre concernera la propriété de cohérence temporelle des champs lumineux. Nous verrons que la compréhension des propriétés de cohérence temporelle des oscillateurs laser en régime continu ([CW](#)), est d'une part essentielle dans la réalisation technique des lasers à découpe électronique d'impulsion, mais également un aspect de physique fondamentale majeur à prendre en compte pour une parfaite interprétation de l'interaction des champs lumineux intenses avec la matière.

3.2 Théorie du guidage dans les fibres optiques

3.2.1 Équations de Maxwell

Dans le cadre de cette thèse, le milieu dans lequel sont insérés les ions Ytterbium est une fibre optique en silice. La propagation de champs électromagnétiques dans la fibre optique est décrite par les équations de Maxwell¹ AGRAWAL [2001]; DIAMENT [1990]. Considérant la silice comme un milieu diélectrique sans charge libre, ces équations peuvent être simplifiées et s'écrivent de la manière suivante DIAMENT [1990] :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.4)$$

\mathbf{E} et \mathbf{H} sont respectivement les vecteurs champs électrique et magnétique et \mathbf{D} et \mathbf{B} les densités de flux électrique et magnétique correspondantes. La silice n'étant pas un milieu magnétique, on peut relier les densités de flux aux champs à l'aide des relations constitutives suivantes DIAMENT [1990] :

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (3.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (3.6)$$

avec ϵ_0 et ϵ_r respectivement la permittivité du vide et du matériau, μ_0 et μ_r respectivement la perméabilité du vide et du matériau \mathbf{P} la polarisation induite par le champ électrique.

Une partie des fibres optiques employées dans le cadre de cette thèse serviront à la propagation d'impulsions courtes (intenses) pour la génération d'effets non-linéaires. En effet, les matériaux diélectriques soumis à des champs électromagnétiques intenses présentent une réponse optique non-linéaire². La polarisation induite par ces champs intenses peut être développée en ordre de perturbation du champ dans laquelle $\chi^{(n)}$ est la susceptibilité d'ordre n et est représentée sous la forme d'un tenseur d'ordre $n+1$ comme il suit :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi(w, \mathbf{E}) \otimes \mathbf{E} = \epsilon_r \epsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} \dots) \quad (3.7)$$

Le terme de polarisation peut être aussi écrit – respectivement par les expressions ci-dessous – comme la somme d'un terme linéaire et d'un terme non-linéaire tels que :

$$\mathbf{P}_L(r, t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} \quad (3.8)$$

et

$$\mathbf{P}_{NL}(r, t) = \epsilon_0 (\chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} \dots) \quad (3.9)$$

La susceptibilité linéaire d'ordre 1 $\chi^{(1)}$ représente la contribution majoritaire de la polarisation \mathbf{P} Eq.(3.9). Ses effets dépendent notamment de l'indice de réfraction n du milieu ainsi que du coefficient d'atténuation α , définis comme il suit :

$$n(w) = 1 + \frac{1}{2} \Re(\tilde{\chi}^{(1)}(w)) \quad (3.10)$$

$$\alpha(w) = \frac{w}{n.c} \text{Im}(\tilde{\chi}^{(1)}(w)) \quad (3.11)$$

1. Les équations de Maxwell sont les quatre équations fondamentales de la théorie de l'électromagnétisme.

2. L'origine de la réponse non linéaire est liée au mouvement anharmonique des électrons sous l'influence d'une excitation électrique intense. Il en résulte que la polarisation totale \mathbf{P} induite par les dipôles électriques n'évolue plus de manière linéaire avec le champ électrique \mathbf{E} .

La susceptibilité électrique d'ordre 2 $\chi^{(2)}$ est responsable des effets non-linéaires tels que la **Génération de Second harmonique (GSH)** (ou **SHG** en anglais) ou la **Generation de Fréquence Somme (GFS)** (ou **Sum-Frequency Generation (SFG)** en anglais) **SHEN [1984]**. Cependant, ce terme d'ordre 2 est seulement différent de 0 pour des milieux non centro-symétrique. Par exemple, la molécule de dioxyde de silicium SiO_2 étant symétrique, le terme $\chi^{(2)}$ est nul pour les verres de silice (silice vitreuse). Ainsi, en théorie les fibres optiques étant des milieux centro-symétriques de verre de silice, elles présentent un terme $\chi^{(2)}$ nul³. L'ordre de la susceptibilité le plus bas – lié à des effets non-linéaires dans les fibres optiques – est celui d'ordre 3 $\chi^{(3)}$. Ce terme est notamment responsable de phénomènes tels que la **Génération de Troisième Harmonique (GTH)** (ou **Third Harmonic Generation (THG)** en anglais) ou le **mélange à 4 ondes, "Four Wave Mixing" (FWM)** **SHEN [1984]** (l'acronyme anglais est également souvent communément utilisé dans la communauté Française).

De la même manière que pour les équations (3.10) et (3.11), on définit l'indice de réfraction et le coefficient d'atténuation non-linéaire du matériau en fonction de la susceptibilité d'ordre 3 :

$$n_2(w) = \frac{3}{8n} \Re(\tilde{\chi}^{(3)}(w)) \quad (3.12)$$

$$\alpha_2(w) = \frac{3w_0}{4n.c} \text{Im}(\tilde{\chi}^{(3)}(w)) \quad (3.13)$$

Notons, qu'à moins que des efforts particuliers ne soient faits pour réaliser une adaptation de phase précise - notamment en jouant sur les indices de réfraction des fibres optiques – les processus non linéaires qui impliquent la génération de nouvelles fréquences dans les fibres optiques sont très peu efficaces. Ainsi, nous verrons que les fibres optiques utilisées le cas échéant ont des architectures spécifiques (cf.section 5.4.2). On peut alors, à l'aide des équations de Maxwell déduire l'équation de propagation de l'onde électromagnétique dans la silice en séparant les parties linéaires et non-linéaires de la polarisation :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \left(\frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial x^2} \right) \quad (3.14)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide telle que $c^2 \epsilon_0 \mu_0 = 1$. Lorsqu'on réécrit les relations Eq.(3.8) et Eq.(3.9) dans le domaine des fréquences par transformée de Fourier :

$$\tilde{\mathbf{P}}_w(w) = \epsilon_0 \chi^{(1)}(w) \tilde{\mathbf{E}}(w) \quad (3.15)$$

et

$$\tilde{\mathbf{P}}_{NL}(w) = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)}(w) \tilde{\mathbf{E}}(w) |\tilde{\mathbf{E}}(w)|^2 \quad (3.16)$$

on obtient alors une version simplifiée de l'équation de propagation dans le domaine des fréquences :

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \epsilon(w) \frac{w^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (3.17)$$

avec

$$\epsilon(w) = 1 + \chi^{(1)}(w) + \frac{3}{4} \chi^{(3)}(w) |\tilde{\mathbf{E}}(w)|^2 \quad (3.18)$$

La même démarche permet d'établir l'équation de propagation du champ magnétique. On peut écrire le champ électrique de la manière suivante en séparant les variables fréquentielles et spatiales où $\tilde{A}(z, w - w_0)$ est une fonction d'enveloppe lentement variable en z :

3. Néanmoins, les moments quadripolaires électriques et les dipôles magnétiques peuvent générer de faibles effets non linéaires du second ordre. De plus, des défauts ou des centres de couleur à l'intérieur du cœur de la fibre optique peuvent également contribuer à la génération de deuxième harmonique dans certaines conditions **AGRAWAL [2001]**.

$$\tilde{\mathbf{E}}(r, w - w_0) = \tilde{\mathbf{A}}(z, w - w_0) \cdot F(x, y) \exp(i \cdot \beta \cdot z) \quad (3.19)$$

avec β le nombre d'onde et $F(x, y)$ la fonction qui décrit la distribution transverse du champ. Ainsi on obtient les deux équations différentielles de propagation :

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \left(\epsilon(w) \cdot \frac{w^2}{c^2} - \beta^2(w) \right) F = 0 \quad (3.20)$$

$$2i\beta \frac{\partial \tilde{\mathbf{A}}}{\partial z} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \left(\epsilon(w) \cdot \frac{w^2}{c^2} - \beta^2(w) \right) \tilde{\mathbf{A}} = 0 \quad (3.21)$$

$\tilde{\mathbf{A}}$ étant une fonction lentement variable de z on lui applique l'approximation de l'enveloppe lentement variable. On néglige alors dans l'équation (3.20) le terme $\frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{A}}}{\partial z^2}$. L'équation (3.20) décrit l'évolution de la distribution transverse du champ. Les modes transverses guidés sont solutions de l'équation (3.21). Cette dernière équation est connue sous le nom de équation scalaire de Helmholtz. L'équation d'Helmholtz permet alors de déterminer quels modes transverses peuvent se propager le long de la fibre et lesquels ne le peuvent pas.

3.2.2 Dispersion dans les fibres optiques

Les propriétés de dispersion constituent un élément important dans l'étude de la propagation de faisceaux lasers au sein des fibres optiques. La dispersion d'un milieu est la variation de la susceptibilité électrique d'un milieu diélectrique. Elle résulte de la variation de l'indice effectif du mode fondamental en fonction de la fréquence de l'onde excitatrice. De ce fait, des ondes de fréquences distinctes se propageront à des vitesses différentes selon le milieu de propagation et/ou d'amplification laser. Ainsi, la dispersion chromatique joue un rôle important dans la génération d'effets non-linéaires dans les fibres optiques. La dispersion chromatique – qui tient compte la dispersion du matériau et du guide d'onde – s'exprime en décomposant la constante de propagation $\beta(w)$ en série de Taylor centrée à la fréquence initiale w_0 :

$$\beta(w) = n_{\text{eff}}(w) \frac{w}{c} = \beta_0 + \beta_1(w - w_0) + \frac{1}{2}(w - w_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6}(w - w_0)^3 \beta_3 + \dots \quad (3.22)$$

où les coefficients sont donnés par :

$$\beta_m = \left(\frac{\partial^m \beta}{\partial w^m} \right)_{w=w_0} \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots) > 0 \quad (3.23)$$

L'expansion du terme de dispersion en série de Taylor est généralement réduite au troisième ordre de dispersion (**Third-order dispersion (TOD)**), lorsque l'on traite de la propagation d'impulsion courte de l'ordre de la picoseconde et en-dessous. Cependant, plus l'écart en fréquence $w - w_0$ est important, plus l'on doit conserver de termes. Dans le cas de l'étude du mélange à quatre ondes (**FWM**), il peut s'avérer nécessaire d'aller jusqu'à l'ordre 5 pour simuler la dynamique d'accord de phase et réduire l'incertitude sur la définition du "zéro de dispersion" (**Zero Dispersion Wave (ZDW)**) de la fibre optique **DELAGNES et CO [2018]**. Chacun des termes $\beta_{1,2,3}(w)$ a une signification physique. On peut trouver une explication très détaillée de chaque terme de dispersion dans la référence **AGRAWAL [2001]** (notamment dans le cadre de la propagation d'une impulsion de forme Gaussienne). On se contentera ici d'illustrer succinctement le rôle des coefficients liés au trois premiers ordres de dispersion.

Coefficient du premier ordre

β_1 est le terme de vitesse de groupe, il décrit la vitesse à laquelle se propage l'enveloppe de l'impulsion. Il s'exprime comme :

$$\beta_1(w) = \frac{\partial \beta}{\partial w} = \frac{1}{c} \left(n_{\text{eff}} + w \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial w} \right) = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g} \quad (3.24)$$

avec n_g et l'indice de groupe et v_g la vitesse de groupe.

Coefficient du deuxième ordre

β_2 est le terme de dispersion de vitesse de groupe (**Dispersion de Vitesse de Groupe (DVG)**). Il traduit la variation de vitesse des différentes composantes spectrales de l'impulsion. On le définit par :

$$\beta_2(\omega) = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \quad (3.25)$$

La **DVG** est souvent reliée au paramètre de dispersion D exprimé en ps/nm/km (héritage des technologies télécom) de la manière suivante :

$$D = \frac{\partial \beta_1}{\partial \omega^2} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \beta_2 \quad (3.26)$$

Dans le cas où l'impulsion initiale ne présente pas de dérive de fréquence ("chirp") et d'une dispersion dite normale avec $D < 0$, ce terme est, entre autres, responsable de l'élargissement de l'impulsion. Si l'impulsion possède initialement une dérive de fréquence positive – elle n'est donc plus limitée par transformée de Fourier – elle pourra être recomprimée lors de son passage dans la fibre. Cette propriété est notamment utilisée dans les expériences d'amplification avec recompression de l'impulsion lors du passage dans la fibre.

Afin d'illustrer ce phénomène, considérons une fibre optique de longueur L . Une composante spectrale spécifique à une pulsation ω – de largeur non nulle – arrivera à la sortie de la fibre après un retard de $T = 1/v_g$. Si $\Delta\omega$ est la largeur spectrale de l'impulsion, l'ampleur de l'élargissement de l'impulsion est régie, pour une longueur L de fibre, par l'expression suivante :

$$\Delta T = \frac{\partial T}{\partial \omega} \Delta \omega = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{L}{v_g} \right) \Delta \omega = L \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \Delta \omega = L \beta_2 \Delta \omega \quad (3.27)$$

La dépendance en fréquence de la vitesse de groupe (dispersion du deuxième ordre) entraîne alors un élargissement de l'impulsion. En effet, toutes les composantes spectrales de l'impulsion initiale ne se propagent pas à la même vitesse dans la fibre. Elles acquièrent donc une phase relative. Cette dérive de phase (appelée "chirp" en anglais) est définie comme $\delta\omega = -\frac{\partial \phi}{\partial T}$.

- **positive** : si la propagation a lieu dans le régime dit "normal" : $\beta_2 > 0$ et $D < 0$. La fréquence instantanée est négative à l'avant de l'impulsion et augmente tout au long de celle-ci. Les composantes "rouges" du spectre voyagent plus vite que les "bleues";
- **négative** : si la propagation a lieu dans le régime dit "anormal" : $\beta_2 < 0$ et $D > 0$. La fréquence instantanée est positive à l'avant de l'impulsion et décroît tout au long de celle-ci. Les composantes "bleues" du spectre voyagent plus vite que les "rouges".

Coefficient du troisième ordre

β_3 , **TOD**, est le coefficient responsable de l'asymétrisation de l'enveloppe de l'impulsion **AGRAWAL [2001]**.

$$\beta_3(\omega) = \frac{\partial^3 \beta}{\partial \omega^3} \quad (3.28)$$

Même si loin de toute résonance le deuxième ordre de dispersion domine, il est parfois nécessaire de prendre en compte le troisième ordre afin de décrire plus précisément certains phénomènes mis en jeu, comme par exemple, l'asymétrisation d'impulsion. Il est notamment crucial de le prendre en compte lorsque les impulsions deviennent très courtes, inférieures à 100 **femtoseconde (fs)**, ou lorsque l'on travaille proche de la longueur d'onde de dispersion nulle d'une fibre **AGRAWAL [2001]**.

En général, l'asymétrisation de l'impulsion se manifeste par un "bascullement" de l'impulsion ainsi que l'apparition de post-impulsions sous forme de rebonds **AGRAWAL [2001]**.

3.2.3 Guidage par réflexion totale interne : cas d'un guide d'onde circulaire

La fibre optique conventionnelle consiste en un guide formé d'un coeur d'indice de réfraction homogène n_{haut} et d'une gaine réalisée avec un matériau homogène d'indice de réfraction plus faible n_{bas} (cf.Fig.3.1). Le guidage peut alors être interprété par une approche d'optique géométrique comme étant dû à une succession de **Réflexions Totales Internes (RTI)** à l'interface coeur-gaine **D.MARCUSE [1991]**

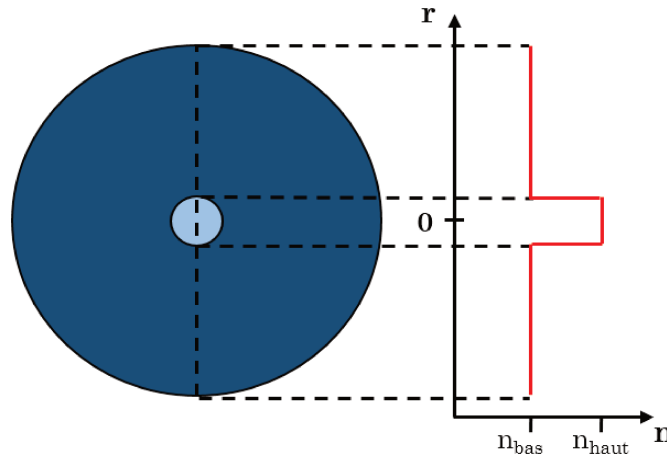


FIGURE 3.1 – Schéma de la coupe transverse d'une fibre optique à saut d'indice. La coupe du profil d'indice de la fibre est représentée à droite de la fibre.

Dans la suite de mes propos, j'explique les mécanismes de confinement en introduisant la notion d'indice effectif n_{eff} que l'on définit de la façon suivante :

Considérons \vec{k} le vecteur d'onde de norme :

$$k = n \frac{\omega}{c} \quad (3.29)$$

Ce vecteur peut être défini dans un repère orthogonal. Soit β la composante longitudinale - tirée de l'équation de Helmholtz - qui est simplement la projection suivant l'axe O_z de ce vecteur et \vec{k}_T sa composante transverse.

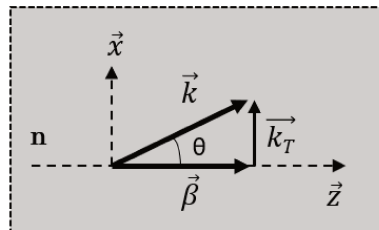


FIGURE 3.2 – Représentation des composantes transverse et longitudinale du vecteur d'onde \vec{k} . Le milieu d'indice n est supposé d'extension spatiale infinie. L'angle θ est défini par rapport à l'axe \vec{z} .

On définit la norme de la constante de propagation longitudinale :

$$\beta = k_z = k \cdot \cos(\theta) \quad (3.30)$$

Nous pouvons alors introduire la notion d'indice d'effectif de l'onde qui peut être défini comme l'indice « vu » par l'onde dans la direction Oz . Cet indice est donné par la relation ci-dessous :

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta \cdot c}{\omega} = \frac{k \cdot c \cdot \cos(\theta)}{\omega} = n \cdot \cos(\theta) \quad (3.31)$$

Il s'ensuit que pour avoir existence d'un mode donné, il faut que l'inégalité suivante soit respectée :

$$0 \leq n_{\text{eff}} \leq n \quad (3.32)$$

L'ensemble des modes vérifiant cette condition forme un continuum de modes propagatifs.

Comme illustré en Fig.3.3, le mécanisme de confinement peut être interprété à l'aide des diagrammes d'indice de réfraction des deux matériaux mis en jeu.

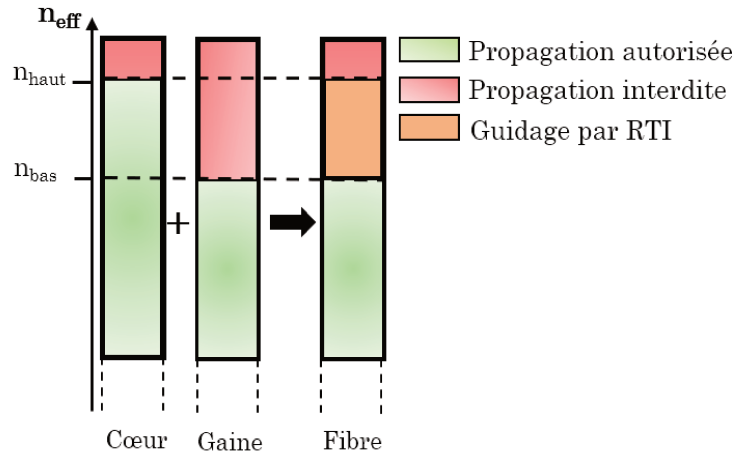


FIGURE 3.3 – Diagramme d'indice effectif du milieu constituant le coeur, la gaine et de la fibre optique à saut d'indice équivalente à la somme des deux milieux.

Dans le matériau formant le coeur, la propagation y est autorisée pour $n_{\text{eff}} < n_{\text{haut}}$, tandis que pour celui formant la gaine, la propagation est interdite pour $n_{\text{eff}} > n_{\text{bas}}$. L'association de ces deux matériaux permet de piéger l'onde lumineuse dans le matériau constituant le coeur optique pour des indices effectifs compris entre n_{haut} et n_{bas} . Ainsi afin de pouvoir rester confiné dans le coeur et ne pas être propagatif dans la gaine, il faut qu'un mode de la structure respecte la condition suivante :

$$n_{\text{bas}} < n_{\text{eff}} \leq n_{\text{haut}} \quad (3.33)$$

Notion de fréquences normalisées V

Dans l'hypothèse d'un faible contraste d'indice entre le coeur et la gaine ($n_{\text{haut}} - n_{\text{bas}} \ll 1$)⁴ – les modes propagatifs du coeur sont regroupés sous la notation LP_{lm} (modes dits Linéairement Polarisés, "Linear Polarized modes" (LP)), l étant le nombre azimutal et m le nombre radial, caractérisant la dépendance transverse de l'intensité de ces modes D.MARCUSE [1991]. GOMEZ-CASTELLANOS et RODRIGUEZ-DAGNINO [2007] nous donnent une bonne illustration de la distribution en intensité de plusieurs modes d'ordres supérieur (HOM) se propageant de manière linéairement polarisée dans une fibre à saut d'indice (cf.Fig.3.4) :

Le premier mode guidé – avec l'indice effectif n_{eff} le plus élevé, aussi appelé mode fondamental – est le mode LP_{01} . La condition d'apparition d'un nouveau mode LP_{lm} dépend directement de la fréquence normalisée V Eq.(3.34), caractérisée par les deux indices de réfraction composant le guide d'onde (n_{haut} et n_{bas}), ainsi que le diamètre du coeur noté d :

4. Les indices de réfraction n_{haut} et n_{bas} sont constants, c'est-à-dire que la dispersion du matériau n'est pas prise en compte ici.

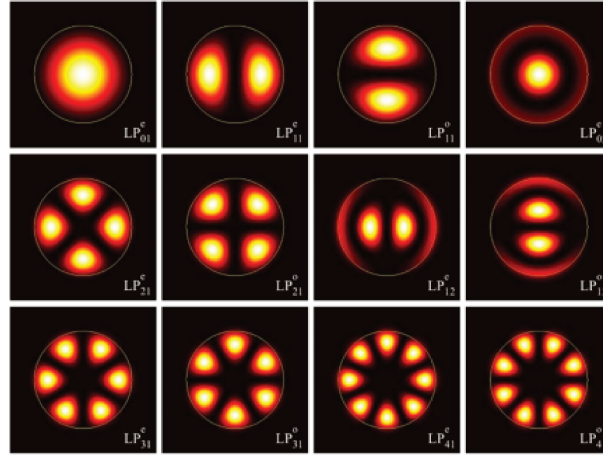


FIGURE 3.4 – Distribution en intensité de plusieurs ordres de HOM se propageant de manière linéairement polarisée dans une fibre à saut d'indice GOMEZ-CASTELLANOS et RODRIGUEZ-DAGNINO [2007].

$$V = \frac{\pi d \sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2}}{\lambda} \quad (3.34)$$

Ainsi, excepté le mode fondamental, pour chaque mode LP_{lm} il existe donc une fréquence appelée « fréquence de coupure V_c » en dessous de laquelle ce mode ne peut exister. On définit alors la « longueur d'onde de coupure λ_c » Eq.(3.35), la longueur d'onde au-dessus de laquelle un mode ne peut exister :

$$\lambda_c = \frac{\pi d \sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2}}{V_c} \quad (3.35)$$

Les valeurs de V_c dépendent du profil de cœur de la fibre, mais aussi du mode linéairement polarisé concerné. YARIV [1997] nous donne les différentes valeurs de V_c dans le cas des fibres à saut d'indice et des fibres à gradient d'indice. Le tableau ci-dessous (3.1) récapitule les fréquences de coupure des cinq premiers modes LP_{lm} pour un guide d'onde conventionnel⁵.

Modes (notation LP_{lm})	V_c (saut d'indice)	V_c (profil parabolique)
LP_{01}	0	0
LP_{11}	2,405	3,52
LP_{02}	3,83	5,07
LP_{21}	3,83	5,74
LP_{31}	5,4	7,85

TABEAU 3.1 – Fréquence de coupure de fibres optiques à profil d'indice à saut d'indice et à gradient d'indice.

A titre d'exemple, pour un guide d'onde ayant un profil d'indice de réfraction en créneau, le second mode confiné (LP_{11}) apparaît pour V_c égal à 2,405. Ainsi, la fibre supporte la propagation unique du mode fondamental si la fréquence normalisé V est inférieur à 2,405.

Ainsi, le design d'une fibre à saut d'indice dite monomode⁶ pour des application usuelles, telle que la télécommunication peut-être pensé seulement par l'optimisation des paramètres physiques donnés par l'équation (3.34). Le diamètre des fibres optiques usuelles et utilisées dans les

5. Guide formé d'un cœur d'indice de réfraction homogène n_{haut} et d'une gaine réalisée avec un matériau homogène d'indice de réfraction plus faible n_{bas} . Le guidage est une succession de réflexions totales internes (RTI) l'interface cœur-gaine.

6. Une fibre dont le mode de propagation autorisé pour l'onde lumineuse est le mode LP_{01} .

communications optiques est de l'ordre de 10 μm . Cependant, s'agissant respectivement des applications de développement laser de forte puissance moyenne, crête, et de l'utilisation des fibres optiques pour la génération d'effets non linéaires, le maintien de la condition de monomodalité ainsi que la condition d'accord de phase – notamment dans le cadre de la génération de laser supercontinuum ou de génération de mélange à quatre ondes (FWM) – demande des développements de fibres ayant des architectures plus complexes que celles à saut d'indice. En effet, selon l'équation (3.34), en maintenant fixe l'ouverture numérique J.JOANNOPOULOS [1995] et la longueur d'onde, l'augmentation du rayon du coeur entraîne une augmentation de la fréquence normalisée et donc du nombre de modes guidés dans la fibre optique. Or, compte tenu de la contrainte liée à la qualité du faisceau dans la plupart des développements lasers, il est nécessaire de garder un comportement unimodal. Le verrou technologique à lever afin de garantir un comportement monomode – tout en visant un rayon de coeur assez important – est celui de la maîtrise de l'ouverture numérique (ON Eq. (3.36)). C'est-à-dire une maîtrise parfaite du contraste d'indice coeur-gaine dans la fibre. Dans le cas d'une fibre conventionnelle (indice de la gaine et du coeur homogène), afin d'obtenir par exemple un diamètre de coeur de 30 μm , cette maîtrise imposerait un $\Delta n < 2,510^{-4}$.

$$\text{ON} = \sqrt{n_{\text{haut}}^2 - n_{\text{bas}}^2} \quad (3.36)$$

Avec les moyens de fabrications actuels, ce contraste d'indice est extrêmement difficile à obtenir et à reproduire. A titre d'exemple, le plus petit écart d'indice entre le coeur dopé et la gaine qui peut être atteint en utilisant la fabrication de fibres conventionnelles Modified Chemical Vapor Deposition (MCVD) permet d'atteindre une ouverture numérique de 0,06. La condition pour conserver une fibre monomode donne alors un diamètre de coeur maximal de 15 μm pour des longueurs d'onde autour de 1 μm . Un coeur plus gros entraînera forcément la propagation de modes transverses d'ordre supérieur. Ce sont des fibres dites à larges aires modales Large Mode Field Area (LMA). Ainsi, on a recours à de nouvelles architectures de fibres telles que les fibres microstructurées utilisant le guidage RTIM⁷, afin de compenser cette limite technologique.

3.2.4 Guidage par RTIM

Dans la section suivante, je décris brièvement un type de design de fibre microstructurée, aussi dite Fibre à Cristal Photonique (FCP) (PCF est l'acronyme anglais plus couramment utilisé), que nous utilisons notamment dans les expériences de génération de mélange à quatre ondes (FWM) réalisées au cours de cette thèse. Comme pour toute fibre optique, les fibres optiques guidant par RTIM disposent d'un coeur et d'une gaine. Les propriétés de ces structures périodiques – schéma d'une coupe transversale d'une fibre PCF à coeur solide haut indice KNIGHT et collab. [1998b] illustrées en Fig.3.5 – sont tirées à partir de celle d'un réseau bidimensionnel périodique infini idéal D.MARCUSE [1991]; J.JOANNOPOULOS [1995]; KNIGHT et collab. [1998b] constitué de zones d'indice élevé noté n_{haut} et d'indice bas noté n_{bas} dans lequel on vient placer un défaut⁸. Le coeur optique est généralement constitué de silice pure ($n_{\text{haut}} = n_{\text{silice}}$) et la gaine d'un agencement d'inclusions de bas indice (aire général) selon une maille triangulaire. Les paramètres de la fibre microstructurée sont définis par le diamètre d des trous d'air et la distance inter-trous Λ (aussi appelée "période" de la microstructure).

L'indice effectif du mode fondamental de la gaine supposée infinie est appelé n_{FSM} (Fundamental Space Filling mode BIRKS et collab. [1997]; KNIGHT et collab. [1998b]) et est analogue à l'indice de gaine homogène n_{bas} d'une fibre conventionnelle. Ce mode possède l'indice effectif le plus élevé et la dépendance transversale de son intensité la plus lente, comparés aux autres modes.

7. Ce phénomène est nommé réflexion totale interne modifiée pour préciser que la gaine est ici hétérogène.

8. Les modes se propageant dans une telle structure périodiques sont solutions de l'équation de Helmholtz, et sont appelés dans ce cas *Modes de Bloch* J.JOANNOPOULOS [1995].

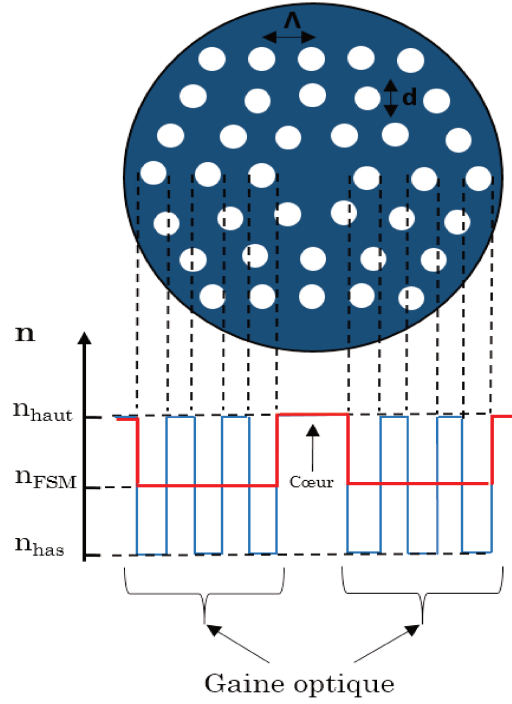


FIGURE 3.5 – Représentation schématique d'une coupe transverse d'une fibre à cristal photonique à coeur haut indice et à guidage RTIM. La gaine est ici composée de trous d'air de bas indice. Λ = pas du réseau dans la maille. d = taille des inclusions dans la maille.

Comme illustré en Fig.3.6 ci-dessous, de la même manière que pour le guidage par RTI le mécanisme de confinement par guidage RTIM peut être interprété à l'aide du diagramme d'indice de réfraction des matériaux mis en jeu

Ainsi, la propagation d'un mode dans le coeur est alors possible si la condition suivante est respectée (Eq.(3.37)) :

$$n_{\text{FSM}} \leq n_{\text{eff}} \leq n_{\text{haut}} \quad (3.37)$$

Avec n_{FSM} l'indice effectif du mode de Bloch fondamental qui se dénote FSM pour *Fundamental Space Filling mode*. Ce mode possède l'indice effectif le plus élevé et la dépendance transversale de son intensité la plus lente, comparés aux autres modes de Bloch. La condition (eq.(3.35)) pour qu'une fibre de ce type permette une propagation monomode est la même que pour une fibre conventionnelle à saut d'indice. La valeur de l'indice effectif dépend du rapport d/Λ et peut être calculée numériquement. Comme dans le cas des fibres RTI, une définition de la fréquence normalisée peut être donnée. Cette fréquence normalisée est définie par la relation suivante SAITOH et collab. [2005] :

$$V = \frac{2\pi a_{\text{eff}} \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{FSM}}^2}}{\lambda} \quad (3.38)$$

une fréquence normalisée inférieure à 2,405⁹ est la garantie d'un comportement monomode à condition que l'on adopte pour le rayon de coeur noté a_{eff} BRECHET et collab. [2000] la définition suivante :

$$a_{\text{eff}} = \frac{\Lambda}{\sqrt{3}} \quad (3.39)$$

Un comportement monomode est plus aisément accessible dans les fibres PCF par guidage RTIM car l'indice moyen de la gaine peut être ajusté et contrôlé via la maîtrise des paramètres

9. Cette valeur de Vn est valable que pour un grand nombre de couronnes de trous d'air constituant la gaine optique RENVERSEZ et collab. [2005], ce nombre affectant la valeur de l'indice n_{FSM} .

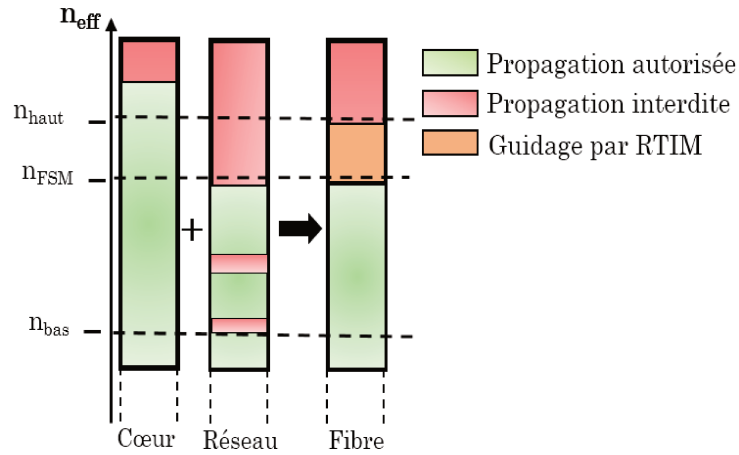


FIGURE 3.6 – Diagramme d'indice effectif d'un milieu d'indice n_{haut} , dans lequel sont introduites des inclusions périodiques d'indice n_{bas} (trous d'air généralement), et de la fibre équivalente. Le guidage se fait par RTIM.

opto-géométriques des plots constituant la gaine : indice de réfraction et dimensions. **BIRKS et collab. [1997]** ont notamment démontré la possibilité d'avoir des fibres infiniment monomodes en maintenant un rapport d/Λ inférieur 0,42 dans le cas d'un défaut central unique, et cela sur toute la plage de transmission de la silice. En effet, en négligeant la dispersion du matériau, le paramètre V d'une fibre conventionnelle (eq.(3.34)) tend vers l'infini lorsque la longueur d'onde tend vers zéro. Ainsi, lorsque la longueur d'onde diminue, celle-ci devient fortement inférieure à la fréquence de coupure λ_c (eq.(3.35)) du second mode confiné. La fibre conventionnelle devient donc multimode pour toute longueur d'onde inférieure à λ_c . Cependant, pour une fibre micro-structurée à guidage par l'indice, l'indice de gaine n_{FSM} est une fonction décroissante de la longueur d'onde (même sans tenir compte de la dispersion du matériau). En maintenant le rapport d/Λ inférieur 0,42, même si la longueur d'onde tend vers zéro, la fréquence normalisée V tend quant à elle vers une valeur finie inférieure à 2,405. La dépendance spectrale de l'indice n_{FSM} avec les paramètres opto-géométriques de la fibre a également une dépendance sur la vitesse de groupe noté v_g , celle-ci traduisant la vitesse de propagation d'une impulsion lumineuse dans le milieu. Comme l'indice de groupe N_g (eq.(3.40)) du mode confiné dépend de la fréquence, chaque sous ensemble spectral de l'impulsion lumineuse se propage à sa propre vitesse de groupe, ce qui déforme sa forme temporelle au cours de sa propagation.

$$N_g = n_{\text{eff}} - \lambda \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda} \quad (3.40)$$

Ce phénomène est quantifié par le paramètre noté **DVG** :

$$\text{DVG} = -\frac{\lambda}{c} \times \frac{\partial^2 n_{\text{eff}}}{\partial^2 \lambda} \quad (3.41)$$

Pour une longueur d'onde donnée, une dispersion non nulle conduit à une déformation non nulle. Ainsi, la **DVG** dépendant à la fois de la dispersion du matériau et de la dispersion liée aux paramètres optogéométriques du guide d'onde, un choix judicieux des paramètres optogéométriques de la fibre micro-structurée donne accès à des dispersions chromatiques de vitesse de groupe (élevées, plates ou encore nulles) sur la gamme spectrale souhaitée.

Ce type de fibre **PCF** – illustré en Fig.3.5 – est notamment utilisé pour la génération d'effets non-linéaires, en particulier pour la génération de super continuuums qui peuvent opérer dans le mode fondamental sur des très grandes plages spectrales. Par ailleurs, ce type de fibre à coeur de haut indice, avec de grands rapports d/Λ ($n_{\text{FSM}} = n_{\text{air}}$), permet d'atteindre un cas de guidage s'apparentant à un barreau de silice dans l'air. Cela conduit alors à la possibilité d'accords de phase

avec de très grands espacements spectraux – recherché dans le cadre du mélange à quatre ondes (FWM) – grâce au fort contraste d'indice.

Notons que, outre le guidage RTIM, les fibres présentant une géométrie semblable à celle exposée en Fig.3.5, permettent de guider la lumière via un mécanisme dit de guidage par BIP : transmission par bandes spectrales discrètes. Dans le cadre de cette thèse on se contentera d'évoquer ce type de guidage. Une description détaillée de cette propriété physique et des architectures de fibres optiques complexes utilisant le guidage par BIP, est notamment faite dans les manuscrits de thèse de J.P.YEHOUESSI [2016]; V.PUREUR [2009]. Les fibres à guidage par BIP possèdent un indice de coeur inférieur à l'indice moyen de la gaine. Il existe deux principales familles de fibre guidant par BIP : les fibres à coeur creux (BIP-CC) et les fibres à coeur solide (BIP-CS). Dans les deux cas, le coeur constitue un défaut possédant alors un indice de réfraction plus faible que l'indice $n_{FSM} = n_{air}$ de la gaine. Ces zones de guidages sont représentées sur la Fig.3.7.

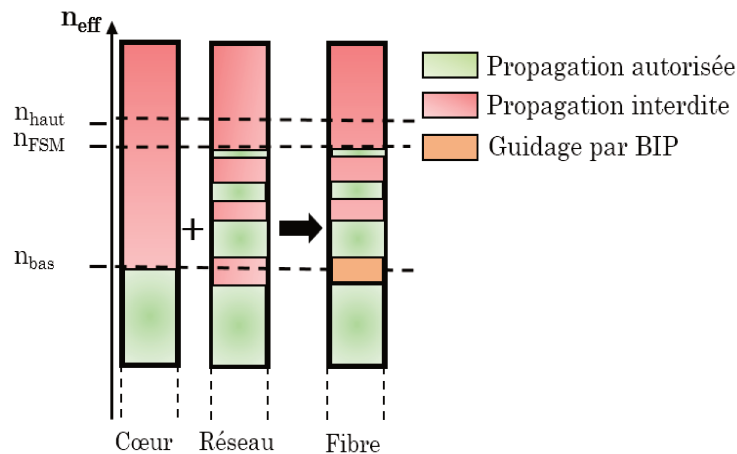


FIGURE 3.7 – Diagramme d'indice effectif d'un milieu d'indice n_{bas} , dans lequel sont introduites des inclusions périodiques d'indice n_{eff} , et de la fibre équivalente. Le guidage se fait par BIP.

Les modes de coeur ont des indices effectifs inférieurs à l'indice moyen de gaine. De ce fait, ils seront naturellement propagatifs dans le milieu d'indice bas de la gaine. Néanmoins la gaine étant micro-structurée, elle présente, pour certaines longueurs d'ondes, des gammes d'indices effectifs interdits à la propagation dans la gaine¹⁰. Ainsi, pour certaines longueurs d'ondes, des modes de coeur ayant des indices effectifs situés dans ces bandes interdites du réseau de gaine se verront confinés uniquement dans le coeur. Ces bandes de transmission de coeur de la fibre sont marquées en couleur orange sur la figure. Généralement les zones de guidage en longueurs d'onde par BIP sont prédites numériquement¹¹.

3.2.5 Exemples d'applications des fibres microstructurées à guidage par RTIM

Fibre LMA à grande aire effective.

Pour répondre à la problématique de la montée en puissance des lasers à fibre optique, et donc repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires, une solution consiste à augmenter l'aire effective du mode fondamental. Pour ce faire, on augmente alors le rayon du coeur de la

10. Pour certaines constantes de propagation longitudinales, l'équation de Helmholtz peut ne pas présenter de solution pour différentes gammes de fréquences. Ces zones sont les bandes interdites photoniques J.JOANNOPOULOS [1995].

11. Un outil de simulation fiable et souvent utilisé est le modèle dit "ARROW" (Anti Resonant Reflecting Optical Waveguide) J.P.YEHOUESSI [2016]; V.PUREUR [2009].

fibre. De façon générale, l'aire effective associée à un mode est donnée par la relation suivante :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\int \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy} \quad (3.42)$$

Pour une fibre optique, l'aire associée au mode fondamental dénoté LP₀₁ est défini par la relation suivante :

$$A_{\text{eff}} = \pi \left(\frac{\text{MFD}}{2} \right)^2 \quad (3.43)$$

avec MFD qui signifie dans sa traduction littéral française "diamètre du champ de mode". Cette quantité définit en pratique le diamètre du mode spatial fondamental :

$$\text{MFD} = 2w \quad (3.44)$$

avec w qui désigne le rayon de ceinture du mode fondamental. Dans le cas d'un mode spatial gaussien, ce rayon est défini à $1/e^2$. Plus généralement w est donné par la relation suivante :

$$w = r_c \left(0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \right) \quad (3.45)$$

Où V est la fréquence normalisée calculée à la longueur d'onde d'utilisation et r_c le rayon de coeur.

Comme explicité précédemment – en jouant sur les paramètres optogéométrique des fibres microstructurées – il est possible (jusqu'à une certaine mesure¹²) d'augmenter le MFD de la fibre optique en maintenant un rapport d/Λ inférieur à 0,42, et par suite entraîne une propagation infiniment monomode sur une large gamme spectrale¹³. Ces fibres sont alors très utiles pour la génération et le transport de fortes puissances moyennes ou crêtes J.P.YEHOUESSI [2016]. Les aires effectives (A_{eff}) de certaines de ces fibres peuvent dépasser les 3000 μm^2 pour des fibres strictement monomode, et plus de 15000 μm^2 pour des fibres où seulement la propagation du mode spatial fondamental est privilégié FU et collab. [2009]; KNIGHT et collab. [1998a]. Ces grandes aires effectives permettent d'une part de relever le seuil de dommage ou d'apparition des effets non-linéaires LIMPET et collab. [2004], mais également de garder une bonne qualité spatiale (quasi-gaussien), qui est historiquement une des raisons de l'utilisation des fibres optiques dans le domaine du laser.

Fibre hautement non linéaire

Les fibres air/silice à guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM) sont de très bonnes candidates pour la génération d'effets non-linéaires (fibres dites Hautement Non-Linéaire (HNL)) AGRAWAL [2001]. En effet, celles-ci permettent, grâce au fort contraste d'indice de réfraction entre l'air et la silice de cumuler les deux avantages suivants :

- Obtenir de très faibles aires effectives afin d'atteindre facilement des coefficients de non-linéarité très élevés et donc des densités de puissances élevées ;
- De posséder une longueur d'onde – dite λ_{ZDW} (longueur d'onde pour laquelle la dispersion est nulle ZDW) – ou la DVG s'annule pour 1,3 μm tout en maintenant un caractère monomode, permettant ainsi de pomper la fibre microstructurée à une longueur d'onde proche de λ_{ZDW} .

12. Lorsque l'on augmente la taille du coeur de la fibre optique, il s'agit également de modifier la maille de la fibre, à savoir : la taille des inclusions d'air et le pas du réseau. Cela afin de maintenir un rapport d/Λ inférieur à 0,42. La maîtrise de l'inclusion des trous d'air et donc la fabrication de ce type de fibre, restent une limitation importante de cette technologie.

13. Une seconde limitation de ces fibres est la sensibilité aux courbures. On note une limitation de la gamme spectrale monomode par les pertes par courbure importantes aux basses et grandes longueurs d'onde. Cela se rajoute l'absorption naturelle de la silice aux basses longueurs d'onde.

Nous verrons dans cette thèse, que le pompage optique de ces fibres avec des impulsions brèves et intenses dans le proche infrarouge, permet de générer des longueurs d'onde sur une très large plage spectrale de la silice, typiquement de 0,4 μm à 2 μm .

Lors des différentes expérimentations réalisées au cours de cette thèse, j'ai été amené à utiliser différents types de fibres, que cela soit pour le développement de systèmes lasers, ou la génération d'effets non-linéaires. Ainsi, le but de cette partie était de rappeler brièvement les concepts fondamentaux de la théorie des guides d'onde diélectriques tels que les fibres à saut d'indice ou à gradient d'indice.

3.3 Oscillateur laser émettant en régime continu

3.3.1 Cavité laser

Plusieurs types de configuration de cavités optiques existent et permettent d'utiliser le phénomène de résonance optique au profit du phénomène d'amplification laser [SCHAWLOW et TOWNES \[1958\]](#) [CASPERSON \[1974\]](#). Les deux cavités lasers les plus classiques sont la cavité de Fabry-Pérot (cf.Fig.3.8a) ainsi que la cavité en anneau (cf.Fig.3.8b) ¹⁴, que nous décrirons plus en détail dans le cadre de ce travail de thèse.

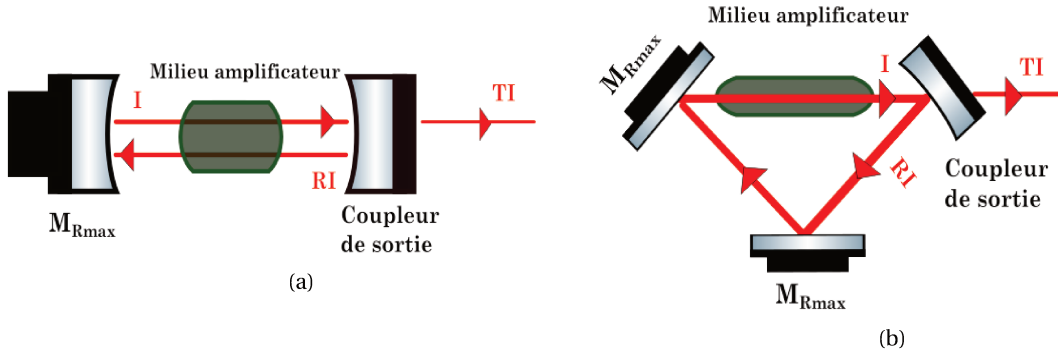


FIGURE 3.8 – Configuration de cavités optiques. (a) - Cavité laser linéaire type Fabry-Pérot. (b) - Cavité laser en anneau. M_{Rmax} : miroir de réflexion 100 %, I : Intensité dans la cavité, R et T : coefficient de réflexion et de transmission.

Cavité linéaire type Fabry-Pérot

Les modes de résonance d'une cavité linéaire (cf.Fig.3.8a) peuvent être définis à partir de la fonction de transmission d'une cavité ou interféromètre de Fabry-Pérot plan-plan de longueur optique L et dont les miroirs ont une réflectivité identique R (eq.(3.46)) :

$$T_{FP} = \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} 2L\right)} \quad (3.46)$$

L'intervalle entre les pics de transmission, i.e. la distance entre les longueurs d'onde qui peuvent osciller dans une cavité Fabry-Pérot, est appelée intervalle spectral libre (ISL) et dépend directement de l'intervalle optique entre les miroirs. Dans le domaine des longueurs d'onde, il est défini par (eq.(3.47)) :

$$ISL = \delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L + \lambda_0} \approx \frac{\lambda^2}{2L} \quad (3.47)$$

Avec λ_0 la longueur d'onde centrale du champ électrique présent dans la cavité Fabry-Pérot. Dans le domaine des fréquences, l'intervalle spectral libre s'écrit par (eq.(3.48)) :

$$ISL = \frac{c}{2 \cdot L} \quad (3.48)$$

c étant la vitesse de la lumière dans le vide. La largeur des pics, appelée finesse \mathcal{F} (eq.(3.49)), est quant à elle définie par le coefficient de réflexion du miroir partiellement réfléchissant de la cavité comme suit :

$$\mathcal{F} = \frac{ISL}{\Delta\lambda} \approx \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R}, \quad R > 0,5 \quad (3.49)$$

avec $\Delta\lambda$ la largeur de la bande passante spectrale. Ainsi, ces précédentes équations nous montrent que toutes les longueurs d'onde ne peuvent pas osciller dans la cavité Fabry-Pérot. Les longueurs

14. Ces cavités font partie de la famille des résonateurs ouverts, mieux adaptés en terme de nombre de modes susceptibles d'osciller dans les bandes de gain des milieux amplificateurs aux longueurs d'onde visible et infrarouge. Par opposition aux cavités fermées, quant à elles, plus adaptées aux longueurs d'onde micro-ondes.

d'onde pouvant osciller sont appelées “modes longitudinaux de la cavité”. Le nombre de modes est donné par le rapport suivant (eq.(3.50)) :

$$N = \frac{\delta\nu}{\text{ISL}} \quad (3.50)$$

$\delta\nu$ la largeur de la bande passante optique. La fréquence fondamentale d'une cavité de Fabry-Pérot est donnée par le temps d'un aller retour dans la cavité. Pour une cavité linéaire, cette fréquence fondamentale est donnée par (eq.(3.51)) :

$$F_{\text{rep}} = \frac{p \cdot c}{2 \cdot L} \quad (3.51)$$

Avec p un entier représentant les modes propres de la cavité. Ainsi, les modes longitudinaux résonnent aux harmoniques de la fréquence fondamentale. Les cavités lasers classiques ont des cadences de répétition de l'ordre de quelques mégahertz.

Cavité unidirectionnelle en anneau

Durant ce travail de thèse j'ai plus particulièrement travaillé avec des cavités en anneau unidirectionnel entièrement fibrées [SIEGMAN \[1986\]](#), dont le principe est illustré en Fig.3.8b. La cavité en anneau peut être considérée comme une cavité de Fabry-Pérot dépliée où l'on impose que la phase de l'onde progressive soit reproduite après un tour de circulation. Les calculs théoriques sont alors les mêmes que dans le cas de la cavité de Fabry-Pérot, où l'origine des phases est imposée à un endroit arbitraire dans de la cavité. La cadence de répétition est – à longueur physique égale – deux fois plus élevée que celle d'une cavité linéaire et vaut :

$$F_{\text{rep}} = \frac{c \cdot k}{n \cdot L} \quad (3.52)$$

avec n l'indice de réfraction du milieu et k un entier représentant les modes propres de la cavité. De même, l'ISL est défini par :

$$\Delta\nu = \frac{c}{n \cdot L} \quad (3.53)$$

Le nombre de modes longitudinaux est alors deux fois plus petit dans le cas d'une cavité Fabry-Pérot de même longueur optique.

3.3.2 Conditions d'oscillation d'une cavité laser en régime continu

Le rôle de la cavité laser est d'une part, de permettre l'amplification répétée de l'onde optique grâce à un système réfléchissant, mais c'est aussi la cavité qui permet – via ses pertes introduites par un miroir partiellement réfléchissant ou un coupleur de sortie fibré¹⁵ déséquilibré – d'extraire le faisceau laser utile. Ainsi, pour former une cavité laser complète [HODGSON. \[2005\]](#) nous avons besoin d'un milieu à gain qui compensera les pertes intrinsèques du système (diffusion, diffraction etc.) ainsi que celles introduites par le dispositif de couplage de sortie. La courbe de gain du milieu est définie par les sections efficaces d'absorptions et d'émission (cf. propriétés spectroscopiques 3.4.2 Fig.3.20) des ions terres rares excités [W.DEMTRÖDER. \[1981\]](#). En état excité ceux-ci permettent l'émission de lumière stimulée et donc le phénomène physique d'oscillation ou d'amplification laser. Les équations d'état [SIEGMAN \[1986\]](#) – non détaillées ici et décrivant l'évolution au cours du temps des niveaux de populations – permettent notamment de modéliser ce phénomène physique. Dans le cadre de cette thèse nous illustrons l'oscillation des modes longitudinaux et leurs caractéristiques à l'aide des schémas qui suivent. La Fig.3.9 ci-dessous illustre tout d'abord les modes autorisés à osciller dans la cavité selon les pertes introduites dans le système et la courbe de gain : oscillation laser si le gain est supérieur pertes. Les traits noirs représentent les modes autorisés (les fréquences autorisés) par les propriétés géométriques de la cavité (condition

15. Les coupleurs optiques fibrés servent à la séparation ou à concentration de signaux optiques.

de résonance eq.(3.52)) et séparés de l'ISL $\Delta\nu$ (eq.(3.53)). La courbe en sur-épaisseur rouge ainsi que la ligne en pointillé noire, représentent respectivement une courbe de gain de forme arbitraire ainsi qu'un niveau de perte arbitraire représenté. Ainsi, les modes longitudinaux autorisés à osciller sont les modes sous la courbe rouge (traits noirs en sur-épaisseur) lorsque le gain est supérieur aux pertes.

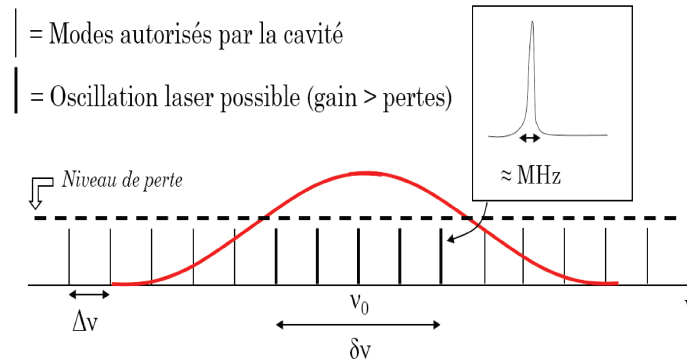


FIGURE 3.9 – Représentation schématique des modes longitudinaux autorisés à osciller au sein d'une cavité laser en fonction de la forme de la courbe de gain (courbe rouge) et du niveau de perte du système (ligne en pointillée noire). ν_0 : fréquence fondamentale du système laser. $\Delta\nu$: ISL du système (eq.(3.53)). $\delta\nu$: Bande passante optique. La courbe noire insérée en coin illustre la largeur typique d'un mode longitudinal \approx MHz.

En observant ce premier schéma (Fig.3.9) on comprend que selon le gain du milieu amplificateur, les pertes du système et la longueur de la cavité laser, l'oscillation d'un nombre plus ou moins important de modes longitudinaux est possible. En effet, pour un oscillateur laser émettant en régime continu, on relève trois régimes de fonctionnement (d'oscillation) distincts (Fig.3.10) :

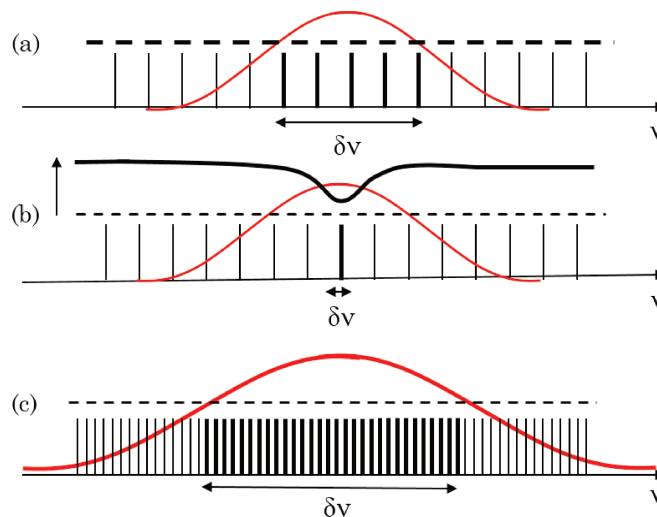


FIGURE 3.10 – Représentation des modes de fonctionnement d'une cavité laser. (a) - Fonctionnement dit naturel multimode. (b) - Fonctionnement dit monomode. (c) - Fonctionnement dit fortement multimode. $\delta\nu$: Bande passante optique.

- un fonctionnement dit naturel multimode ou few-mode en anglais – illustré en Fig.3.10 (a) – lorsque la bande de gain permet généralement l'oscillation d'une dizaine de modes longitudinaux .
- un fonctionnement dit monochromatique – illustré en Fig.3.10 (b) – lorsque la bande de gain ou le filtrage, spectral ou fréquentiel, ne permet l'oscillation que d'un seul mode longitu-

nal. Ces lasers sont notamment recherchés pour la métrologie optique ou les technologies télécom.

- un fonctionnement dit fortement multimode – illustré en Fig.3.10 (c) – lorsque la bande de gain ($\delta\nu$) est large et l'ISL (eq.(3.53)) faible entre les modes. Dans ce cas on peut avoir plusieurs milliers de modes longitudinaux qui oscillent dans la cavité en même temps.

En section 4.3 de ce chapitre, nous verrons l'impact sur la stabilité en intensité des photons qu'engendre l'oscillation simultanée d'une dizaine, ou de plusieurs dizaines de modes longitudinaux au sein d'un résonateur optique

3.3.3 Profil transversal des modes d'une cavité laser

Le profil (ou la section) transverse d'un mode de cavité représente la configuration spatiale du faisceau laser, i.e. la distribution d'intensité dans une section transverse du faisceau laser.

On considère dans ce travail de thèse des cavités lasers à symétrie cylindrique et des milieux optiquement homogènes¹⁶. Ainsi, dans le cas où la distribution du champ est définie par une fonction gaussienne¹⁷, on peut définir les modes de résonateur (modes de cavité) par les modes Laguerre-gaussien SIEGMAN [1986]. Selon ce formalisme, représenté en Fig.3.11, ces modes sont appelés les modes TEM_{*p**l*} (Modes Transverses Electromagnétiques (TEM)) où *p* et *l* sont des nombres entiers définissant respectivement, la partie radiale et angulaire des modes d'ordre supérieur (HOM en anglais) SIEGMAN [1986]. Lorsque *p* = *l* = 0, le mode TEM₀₀ est le mode d'ordre le plus bas. Il représente le mode transversal fondamental du résonateur laser ou encore le mode fondamental Gaussien (mode "00" sur la Fig.3.11) avec donc la plus haute qualité de faisceau possible.

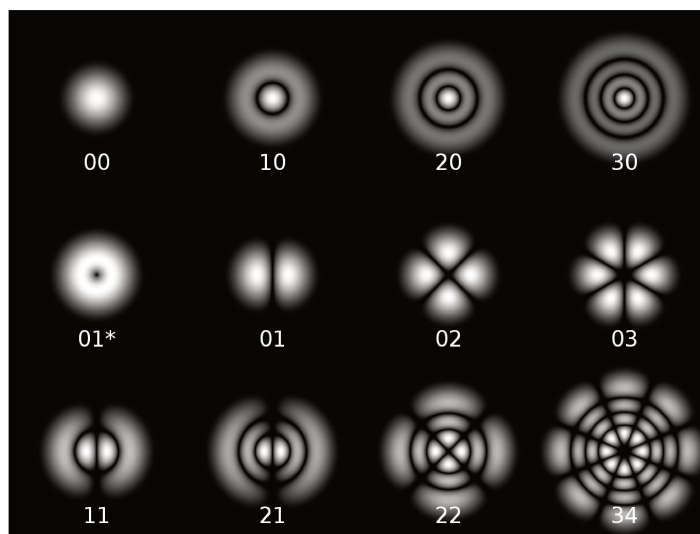


FIGURE 3.11 – Simulation des premiers modes d'ordre supérieur (HOM) selon le formalisme de mode transversal TEM cylindrique (*p**l*) "Laguerre-gaussien".

Avec l'augmentation du paramètre *p*, on observe l'apparition d'anneaux concentriques d'intensité. Tandis qu'avec l'augmentation du paramètre *l*, on observe l'apparition de lobes distribués de manière angulaire. Notons que la taille globale du mode (MFD) est déterminé par le waist (noté *w*) du faisceau Gaussien.

3.3.4 Qualité de faisceau

La qualité d'un faisceau laser nous indique la manière dont le faisceau se focalisera, ou au contraire, la manière dont il divergera lors de sa propagation en champ lointain. La qualité d'un

16. Milieu où l'indice de réfraction est identique en tout point.

17. Approximation paraxiale

faisceau gaussien est évalué par le facteur M^2 SIEGMAN [1986]. Il est défini comme le rapport entre la divergence ϕ d'un faisceau réel et la divergence Θ du faisceau idéal de même waist (norme ISO Standard 11146 ISO [2005]) (Fig.3.12) :

$$M^2 = \frac{\phi}{\Theta} = \frac{\pi\Theta w_0}{\lambda} \quad (3.54)$$

avec w_0 le rayon du faisceau laser au waist et λ la longueur d'onde considérée.

Il s'agit d'une grandeur sans dimension donnant le degré de dégradation d'un faisceau réel issu d'un laser (sans collimation) en comparaison avec un faisceau TEM₀₀ théorique. Plus la valeur de ce paramètre est proche de 1, plus ce faisceau est considéré comme étant de bonne qualité (car sa divergence sera moindre pour un waist donné). On dit qu'un faisceau Gaussien est en limite par la diffraction ("diffraction limited") lorsque $M^2 = 1$.

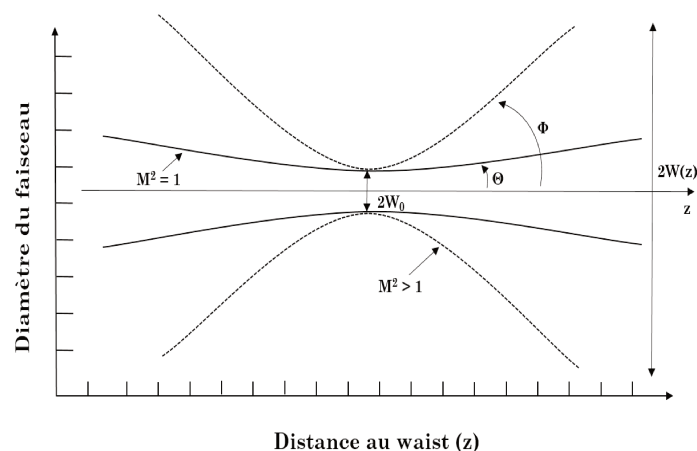


FIGURE 3.12 – Illustration du facteur M^2 selon le rapport entre la divergence ϕ d'un faisceau réel et la divergence Θ du faisceau idéal de même waist, noté W_0 . Diamètres d'un faisceau réel (en pointillé noir) et d'un faisceau Gaussien (trait plein noir) en fonction de la distance au waist.

Pour les faisceaux gaussiens qui n'ont pas une symétrie circulaire parfaite, le facteur M^2 peut être différent selon les deux directions orthogonales de l'axe du faisceau. Dans ce cas, selon la norme ISO 11146 ISO [2005], le facteur M^2 peut être calculé à partir de l'évolution du rayon du faisceau le long de la direction de propagation; i.e, à partir de ce que l'on appelle caustique SIEGMAN [1998].

Notons que le facteur M^2 est souvent utilisé pour justifié de la monomodalité des fibres optiques. En effet, lorsque le facteur M^2 est proche de 1, une fibre optique est souvent qualifiée de monomode¹⁸. Dans l'approximation des modes LP utilisée pour les fibres optiques à faible contraste d'indice, le mode le plus proche du mode TEM₀₀ est le mode LP₀₁

3.3.5 Polarisation d'un faisceau laser

Description de l'état de polarisation

La lumière est une onde électromagnétique constituée d'un champ électrique, noté \vec{E} , et d'un champ magnétique orthogonal noté \vec{B} . La polarisation désigne, par convention, l'orientation spatiale du champ électrique \vec{E} dans le plan transverse au cours de la propagation de la lumière.

18. Pour des faisceaux laser très faiblement multimodes, la caméra peut ne pas apercevoir un mode d'ordre supérieur (HOM) ayant un poids relatif faible en comparaison du mode fondamental. Cependant le HOM peut exister et être non négligeable dans une chaîne d'amplification de puissance. Ainsi, une des techniques de mesure les plus précises à ce jour pour déterminer la composition modale des fibres, est la mesure du S2 pour « Spatially and Spectrally » P.CALVET [2014].

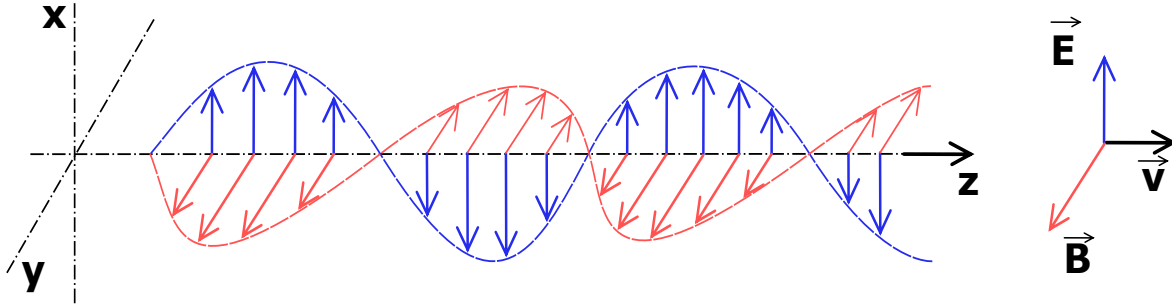


FIGURE 3.13 – Onde électromagnétique de polarisation linéaire qui se déplace de la gauche vers la droite. Le champ électrique \vec{E} (en bleu) oscille dans la direction verticale et le champ magnétique \vec{B} dans une direction perpendiculaire au plan.

Deux formalismes, extrêmement documentés [E.COLLET \[1993\]](#); [S.HUARD \[1997\]](#), se distinguent quant à la description de l'état de polarisation de la lumière. Le formalisme de Jones décrit parfaitement la lumière polarisée qui suit une trajectoire déterministe, tandis que le formalisme de Stokes-Mueller, est adapté pour la représentation de la lumière (partiellement) dépolarisée dont la trajectoire du champ électrique est (quasi) aléatoire. Dans un repère cartésien $(Oxyz)$ on considère une onde plane monochromatique se propageant le long de l'axe \vec{z} décrite dans le plan transverse (x, y) par son champ électrique complexe $\vec{E}(z, t)$ de la forme :

$$\vec{E}(z, t) = E_x(z, t)\hat{x} + E_y(z, t)\hat{y} \quad (3.55)$$

Avec \hat{i} , la notation du vecteur unitaire d'un axe $i = x, y, z$ et $E_i(z, t)$, le champ complexe évoluant selon l'axe \vec{i} . Lorsque les composantes $\vec{E}_i(z, t)$ sont déterministes, on montre alors que dans le plan transverse à la direction de propagation, le champ électrique décrit continûment, dans le cas général, une ellipse illustrée sur la Fig.3.14. En notation complexe, on peut représenter un état de polarisation elliptique à une distance de propagation particulière, z_0 , en fonction des amplitudes instantanées $E_{0x}(z, t)$ et $E_{0y}(z, t)$ respectivement sur les axes \vec{x} et \vec{y} et ainsi que le déphasage φ entre elles :

$$\begin{aligned} \vec{E}(z, t) &= E_{0x}(z, t)\vec{x} + E_{0y}(z, t)e^{-i\varphi}\vec{y} \\ &= \frac{E_0}{\sqrt{2}}e^{i2\pi\nu t} \left(a\vec{x} + be^{-i\varphi}\vec{y} \right) e^{-ikz} \\ &= \frac{E_0}{\sqrt{2}}e^{i2\pi\nu t} \begin{bmatrix} a \\ be^{-i\varphi} \end{bmatrix} e^{-ikz} \end{aligned} \quad (3.56)$$

avec E_0 l'amplitude maximale du champ électrique, ν la fréquence de l'onde optique. Les composantes a et b dépendent de l'angle d'azimut de l'ellipse noté α et de son ellipticité noté ε :

$$\begin{aligned} a &= \cos(\alpha) \cos(\varepsilon) - i \sin(\alpha) \cos(\varepsilon) \\ b &= i \sin(\alpha) \cos(\varepsilon) + i \cos(\alpha) \cos(\varepsilon) \end{aligned} \quad (3.57)$$

Lorsque l'ellipticité de l'état de polarisation est nulle ($\varepsilon = 0$), l'état de polarisation est linéaire. L'azimut α fixe alors l'orientation de la polarisation linéaire dans le plan transverse, à savoir, polarisation dite "linéaire verticale" ou "linéaire horizontale" dans le référentiel du laboratoire.

La dénomination s ($s = \text{senkrecht}$) et p ($p = \text{parallel}$) est couramment utilisé pour décomposer la polarisation de la lumière en deux polarisations rectilignes orthogonales entre elles :

- La direction de polarisation s est perpendiculaire au plan d'incidence;
- La direction de polarisation p est contenue dans le plan d'incidence.

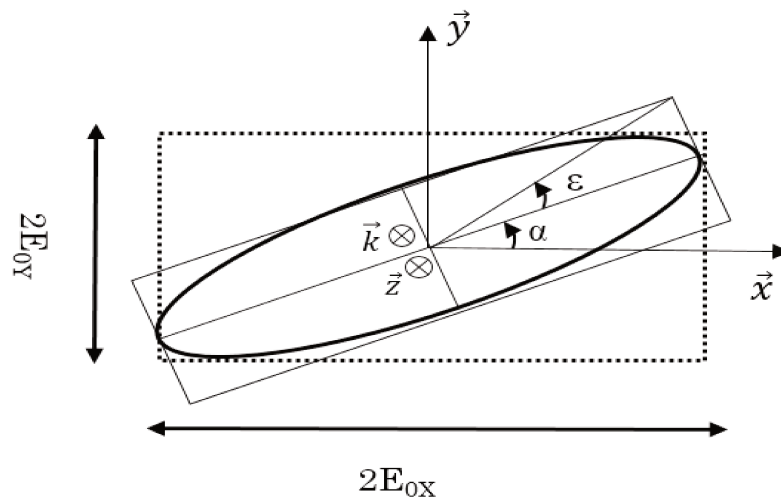


FIGURE 3.14 – Ellipse de polarisation d'azimut α et d'ellipticité ϵ .

Le signe de ϵ donne le sens de rotation de l'ellipse. Si ϵ est positif, la polarisation est dite elliptique « droite » tandis qu'une valeur négative correspond à une polarisation elliptique « gauche ». Pour les deux valeurs particulières $\epsilon = \pm\pi/4$, la polarisation décrit un cercle et l'on nomme les états de polarisation circulaires droite et gauche.

La lumière naturelle est globalement non polarisée spontanément et contient toutes les orientations de polarisation de façon aléatoire¹⁹. L'état de polarisation de la sortie laser peut être couramment perturbé par les causes suivantes :

- **Birefringence** aléatoire du milieu d'amplification et/ou de propagation laser, et parfois aussi dépendante de la température. Cela est le cas dans de nombreuses fibres optiques – s'il ne s'agit pas de fibre à maintien de polarisation ou à polarisation unique (fibres dite **PM**)²⁰ – et également dans les cristaux ou verres laser où sous l'effet thermique on observe une perte de polarisation;
- si le gain laser ne discrimine pas l'état de polarisation lors de l'amplification laser. Dans ce cas, de petites dérives de la biréfringence peuvent conduire à de grands changements de l'état de polarisation à la sortie du laser.

Effets des lames de phases

Un moyen de contrôler une polarisation souhaitée est l'utilisation de lames de phase ou retardatrices à l'intérieur ou à l'extérieur de la cavité laser. La lame de phase - représentée en Fig.3.15 - est un milieu anisotrope qui présente :

- Deux lignes neutres orthogonales entre elles, correspondant aux 2 états propres de polarisation de la lame.
- Deux indices de réfraction distincts, n_{Lent} et n_{Rapide} , selon les 2 lignes neutres, avec $n_{\text{Lent}} > n_{\text{Rapide}}$.
- **Birefringence** naturelle $\Rightarrow \Delta n = n_{\text{Lent}} - n_{\text{Rapide}}$

Toute polarisation incidente sur la lame de phase va se projeter sur les deux lignes neutres de la lame de phase. Chaque projection se propage indépendamment de l'autre sur l'épaisseur

19. une lumière naturelle initialement non polarisée peut par la suite devenir partiellement/totalement polarisée dans la nature

20. Les fibres **PM** les plus connues et utilisées par la communauté sont les fibres dites "PANDA". Dans ce type de fibres, une forte biréfringence est induite par la présence de barreaux de contraintes de composition différente du cœur.

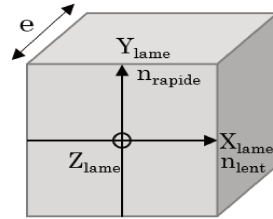


FIGURE 3.15 – Schéma représentant les deux lignes neutres de propagation (deux indices distincts) que possède une lame de phase (retardatrice). e = épaisseur de la lame de phase. n_{Lent} => axe lent. n_{Rapide} => axe rapide.

de la lame, en sollicitant l'indice correspondant. Le déphasage induit par la lame entre chaque composante de polarisation correspond à l'équation suivante :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\Delta n \cdot e} \quad (3.58)$$

avec $\Delta n \cdot e$ la différence de chemin optique, souvent noté δ . On note alors une modification de polarisation après la traversée de la lame. On utilise couramment deux types de lames de phases :

- lame de phase $\lambda/2$ (HWP pour Half WavePlate en dénomination anglaise, lame demi-onde). La différence de marche δ est égale à $\lambda/2$ et donc le déphasage correspondant (Eq.(3.58)) est égal à $\Delta\varphi = \pi$. Avec une telle lame, on peut faire tourner un état de polarisation linéaire dans n'importe quelle autre direction.
- lame de phase $\lambda/4$ (QWP pour Quarter WavePlate en dénomination anglaise, lame quart-d'onde). La différence de marche δ est égale à $\lambda/4$ et donc le déphasage correspondant (Eq.(3.58)) est égal à $\Delta\varphi = \pi/2$. La polarisation rectiligne devient elliptique, voire circulaire si la polarisation initiale est à 45° des lignes neutres (et vice versa).

Ainsi, comme illustré en Fig.3.16, on comprend qu'avec une combinaison d'une lame $\lambda/2$ et de deux $\lambda/4$, on peut réaliser un contrôleur de polarisation; avec lequel on peut faire des conversions de polarisation arbitraires en faisant tourner correctement les trois lames.

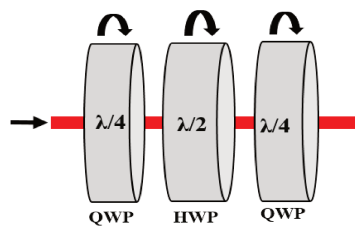


FIGURE 3.16 – Illustration d'un contrôleur de polarisation réalisé par l'alternance d'une lame $\lambda/4$, $\lambda/2$ et $\lambda/4$. QWP = Quarter WavePlate, HWP = Half WavePlate.

Notons pour la suite de ce manuscrit, que l'on définit un polariseur comme un instrument d'optique qui sélectionne au sein d'une onde lumineuse incidente une direction de polarisation préférentielle. La plupart des polariseurs permettent d'obtenir une lumière polarisée de façon rectiligne dans une direction privilégiée. Dans ce cas, cette direction est appelée axe du polariseur. Placé à la sortie du système optique, le polariseur est appelé analyseur de polarisation et permet notamment d'évaluer le taux d'extinction de polarisation ([Polarization Extinction Ratio \(PER\)](#)) d'un laser (défini dans le paragraphe suivant).

Taux d'extinction de polarisation

Lorsque l'on réalise un oscillateur ou une cavité laser, il convient souvent de définir le taux d'extinction de polarisation linéaire. Il est défini comme le rapport des puissances optiques dans

les deux directions de polarisation linéaire (axe x et y en Fig.3.14). Il est souvent spécifié en **décibel (dB)** et évalué à l'aide d'un polariseur (ou polarimètre), en mesurant la puissance moyenne en transmission selon un axe du polariseur²¹.

Un faisceau lumineux est dit non polarisé lorsque l'analyse en polarisation donne 50 % de la puissance moyenne dans chacun des états de polarisation linéaire (s et p), quelle que soit l'orientation de rotation. Il existe également des états de lumière partiellement polarisés. Ceux-ci peuvent être décrits avec des vecteurs Stokes (mais pas avec des vecteurs Jones) et sont souvent représentés à l'aide de la sphère dite de Poincaré²² AGRAWAL [2001] et illustrée en Fig.3.17.

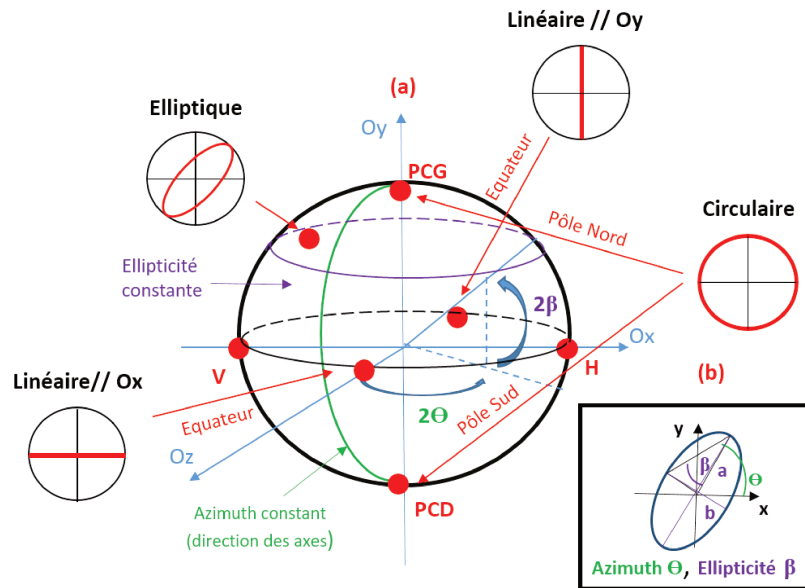


FIGURE 3.17 – Représentation de la polarisation par la sphère de Poincaré selon l'ellipse de la polarisation . β : l'ellipticité; Θ : l'azimut; V : polarisation linéaire verticale; H : la polarisation linéaire horizontale; PCD : la polarisation circulaire gauche; PCD : polarisation circulaire droite; a : le grand axe de l'ellipse de polarisation et b : le petit axe de l'ellipse de polarisation.

Dans cette représentation, les différents états de polarisation correspondent à des points à la surface d'une sphère de rayon unitaire. On définit un azimut (correspondant aux « méridiens » du globe terrestre) et une ellipticité (correspondant aux « parallèles » de la sphère). On retrouve aux pôles les polarisations circulaires, respectivement circulaire droite au pôle nord et circulaire gauche au pôle sud. On retrouve sur l'équateur les polarisations linéaires. Les polarisations elliptiques se situent alors naturellement entre les deux. Des états entièrement polarisés peuvent être associés à des points sur la sphère dite de Poincaré. Les états partiellement polarisés correspondent aux points à l'intérieur de cette sphère. La lumière non polarisée est représentée par le point en son centre.

21. Il est de fait que le taux d'extinction du polariseur lui-même doit être supérieur à celui du faisceau laser.

22. Le centre de la sphère de Poincaré est localisé à l'origine du repère cartésien. Les coordonnées cartésiennes de chaque point de la sphère de Poincaré sont représentées par son équivalent en paramètres de Stokes AGRAWAL [2001].

3.4 Fibres optiques amplificatrices dopées aux ions Ytterbium

Depuis l'incorporation des terres rares comme dopant dans les fibres optiques et la démonstration pour la première fois en 1964 d'un développement laser fibré par Koestler et Snitzer **KOESTER et SNITZER [1964]**²³, les technologies et développements de lasers fibrés n'ont cessé de s'améliorer et de trouver de nouvelles applications. Les éléments les plus souvent utilisés comme dopants dans des fibres optiques font partie de la famille des lanthanides²⁴ et sont le Néodyme, l'Erbium, le Thulium et en particulier l'**Ytterbium**²⁵ qui retiendra notre intérêt dans le cadre de ce travail de thèse. Comme illustré sur la figure suivante (Fig.3.18), chaque terre rare à son propre domaine d'émission en longueur d'onde. Le choix de la fibre dépend alors de l'application visée ainsi que des capacités d'absorption et d'émission de chaque fibre (structure électronique des différents ions terres rares).

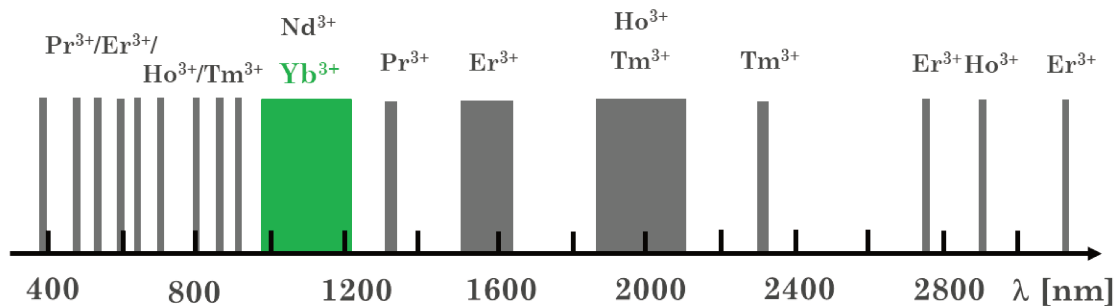


FIGURE 3.18 – Domaine d'émission en longueur d'onde de différentes terres rares utilisées comme dopant pour les fibres optiques amplificatrices.

Depuis cette première réalisation, l'amélioration de notre compréhension des propriétés physiques de guidage **A.W.SNYDER et J.LOVE [1983]**, l'évolution continue des techniques de fabrications des fibres optiques, le développement de nouvelles architectures lasers incrémentales et robustes, ainsi que la montée en puissance et la diversification en longueur d'onde centrale des diodes de pompes semi-conductrices, sont autant d'éléments qui ont permis aux lasers à fibre optique – en particulier les lasers fibrés monolithiques (entièrement fibrés) – de s'imposer sur le marché du laser et de l'industrie. Selon le magazine Laser Focus World, les lasers fibrés représentent 13% des ventes de lasers en 2019, contre 5% 2011²⁶. Dans le même sens, selon la même source, 53% des revenus industriels utilisant les lasers en 2019 sont dus à l'utilisation des lasers fibrés. Cette augmentation de part de marché des lasers fibrés dans le marché global des lasers est principalement due à la montée en puissance des systèmes lasers fibrés ainsi qu'à leur compacité et leur robustesse. La liste est non-exhaustive, mais on retrouve les lasers fibrés dans de très nombreuses applications :

- les télécommunications optiques dans des fibres ou en espace libre,
- la découpe de matériaux,
- le marquage de matériaux,
- l'industrie des semi-conducteurs,
- le médical (ophtalmologie et dermatologie),
- la recherche scientifique,
- la défense et la sécurité.

23. La fibre optique utilisée était une fibre en verre de silice dopée aux ions néodyme et pompée par des lampes flash.

24. Les lanthanides, qu'on nomme souvent de terre rare – en ajoutant le scandium, l'yttrium et le lanthane – représentent le groupe des éléments composés entre les numéros atomiques 57 et 71. C'est-à-dire entre le lanthane (57) et le lutécium (71).

25. Le premier laser de verre dopé Ytterbium ait été rapporté dès 1962 par H.Etzel **ETZEL et collab. [1962]**.

26. <https://www.laserfocusworld.com/>

Pour aller plus loin, RICHARDSON et collab. [2010] et ZERVAS [2014] proposent un état de l'art complet sur l'évolution des sources lasers fibrées de forte puissance moyenne et crête dans le proche infrarouge. On retiendra notamment qu'autour de 1µm, en régime continu, des sources lasers fibrées sont capables de générer 70 kilowatt (kW) ZHU et collab. [2011] de puissance moyenne ainsi que plusieurs dizaines de megawatt (MW) crête²⁷. À des taux de répétition de l'ordre de la dizaine de kHz, des énergies de l'ordre de la dizaine de millijoule (mJ) ont également été atteintes²⁸ STUTZKI et collab. [2012].

3.4.1 Structure électronique et spectroscopie des ions ytterbium en matrice silicate

Le modèle de la structure électronique de l'ion ytterbium est représenté ci dessous en figure 3.19. Parmi les orbitales atomiques de cet ion, c'est l'électron de la couche 4f qui est respon-

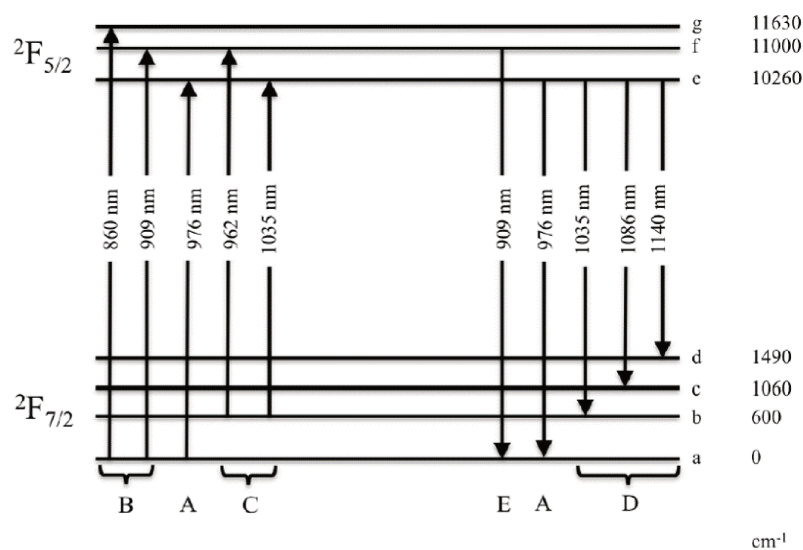


FIGURE 3.19 – Niveaux d'énergie des dégénérescences de l'ion Ytterbium

sable des transitions radiatives²⁹ exploitables pour l'effet laser. L'orbitale 4f étant également plus proche du noyau que les orbitales 5s et 5p, ces dernières confèrent à l'ion Ytterbium une immunité vis à vis des effets cristallins de la matrice hôte PASCHOTTA et collab. [1997]. Ainsi, les états accessibles par l'électron de la couche 4f de l'ion Ytterbium se décomposent ainsi en un état fondamental $^2F_{7/2}$ et un état excité $^2F_{5/2}$, tous deux séparés par un gap énergétique de 10 000 cm⁻¹ (Fig.3.19). Les transitions inter-bandes sont radiatives contrairement aux transitions intra-bandes non-radiatives. Insérés dans une matrice hôte de silice ou d'autres verres, ces deux niveaux sont éclatés par une levée de dégénérescence partielle par effet Stark donnant des multiplets respectivement en 4 sous-niveaux et 3 sous-niveaux (Fig.3.19). Dès lors, ce sont les probabilités d'occupation des niveaux énergétiques de ces composantes qui définissent les sections efficaces d'émission et d'absorption de l'ion Ytterbium pris dans sa matrice hôte. Dans ce sens, nous décrivons ci-dessous (Fig.3.20) les spectres d'absorption et d'émission de l'ytterbium co-dopé au germanium introduit dans une matrice silicate (type de dopage présent dans les fibres optiques amplificatrices utilisées au cours de cette thèse).

Une description plus détaillée des rôles des dopants selon leur type – notamment en termes de modification du profil des sections efficaces et de l'indice de réfraction – est faite dans le travail

27. 41 MW pour des impulsions de 49 fs dans une fibre optique de type "barre" (rod) en régime impulsif MARTIAL et collab. [2009].

28. 26 mJ pour 130 W de puissance moyenne avec des impulsions de 50 ns obtenues en régime Q-switch dans une fibre optique de type rod.

29. Le couplage spin-orbite entre le champ électrique du noyau et l'électron de la couche 4f induit le schéma de bandes d'énergie de ytterbium.

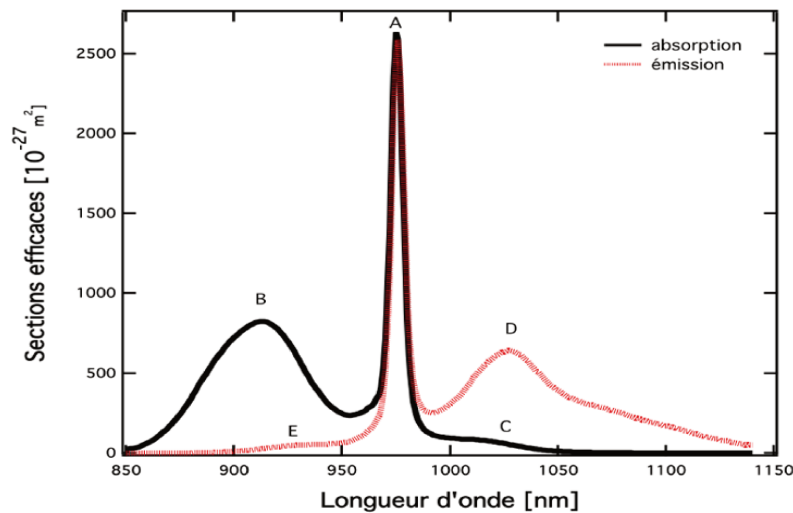


FIGURE 3.20 – Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion Ytterbium dans une matrice de silice, co-dopée Germanium

de thèse de R.Dubrasquet [DUBRASQUET \[2014\]](#). Dans notre cas, le co-dopage Germanium permet d'une part, de modifier l'indice de réfraction de la fibre et de contrôler son ouverture numérique [KIRCHHOF et UNGER \[1999\]](#), et d'autre part, d'élargir le spectre de manière inhomogène afin de maximiser ou de décaler les sections efficaces d'absorption et d'émission aux longueurs d'onde souhaitées, à savoir autour de 976 nm et 1030 nm dans le cadre de cette thèse.

Sections efficaces d'absorption

Le pic étroit **A** (Fig.3.20) de l'ordre de 6 nm autour de 976 nm – de ce fait relativement sensible aux variations en longueur d'onde de la pompe – correspond aux transitions entre les sous-niveaux Stark inférieurs des deux multiplets, c'est-à-dire de **(a)** vers **(e)** sur la Fig.3.19. On note que le maximum d'inversion de population sera limité à 50 % du fait de la superposition des sections efficaces d'absorption et d'émission à cette longueur d'onde. Cet aspect sera développé dans la suite de ce travail de thèse dans le développement de l'amplificateur laser présenté en chapitre 7.

La bande d'absorption **B** autour de 915 nm est principalement attribuée aux transitions du sous-niveau **(a)** vers les sous-niveaux **(f)** et **(g)**. Elle a une largeur bien plus grande qui s'étend dans les basses longueurs d'onde jusqu'à 850 nm et est donc de fait peu sensible aux variations de longueurs d'onde de pompage optique.

L'absorption à de hautes longueurs d'onde **C** – loin de 976 nm – s'étire jusqu'à 1100 nm et est due à la transition du sous-niveau fondamental faiblement peuplé **(b)** au sous-niveau supérieur excité **(e)**. Le rôle le plus significatif de cette transition est la réabsorption du signal dans les fibres Ytterbium avec une faible inversion de population. Cette réabsorption diminue le gain et déplace de surcroît le gain maximum à des longueurs d'onde inférieures.

Rapportant ce spectre d'absorption au pompage optique – nécessaire à l'émission laser – on constate que pour un pompage autour de 976 nm, les ions Yb^{3+} peuvent présenter un gain optique entre 1000 et 1150 nm. Pour des longueurs d'onde de pompe plus courtes – autour de 915 nm – l'inversion et le gain optique peuvent aussi être atteints à 976 nm.

Sections efficaces d'émission

Ce pic **A** correspond aux transitions entre les sous-niveaux Stark inférieurs des deux multiplets, c'est-à-dire de **(e)** vers **(a)**. En présence d'effet laser, cette émission vers le niveau fondamental correspond à un système à trois niveaux (chapitre 7).

La seconde bande d'émission **D** correspond aux transitions du sous-niveau (**e**) vers les sous-niveaux (**b**), (**c**), et (**d**). Au fur et à mesure que la longueur d'onde augmente - et de ce fait que la population du sous-niveau de destination diminue - le comportement du système tend à se rapprocher d'un laser dit à quatre niveaux (section). Le gain maximum pour des fibres Yb^{3+} , pompées à 976 nm, se situe autour de 1030 nm. En augmentant la longueur de fibre ou la concentration en dopant, il est décalé vers les grandes longueurs d'onde du fait de la réabsorption explicitée plus haut.

L'extrémité **E** du spectre d'émission correspond aux transitions depuis le sous-niveau (**f**). La faible population de ce sous-niveau engendre de faibles sections efficaces d'émission.

A travers la description des spectres d'absorption et d'émission des ions Yb^{3+} - dans le cas d'un co-dopage germanium ici - on constate d'ores et déjà la grande flexibilité en longueur d'onde qu'offre ce matériau. En effet, en optimisant les longueurs d'onde de pompage, les architectures, ainsi que les longueurs (au sens métrique) des sections, nous verrons que l'utilisation de ces fibres optiques amplificatrices dopées Yb^{3+} permet l'amplification ou la génération d'une émission laser entre 970 et 1150 nm.

3.4.2 Conditions d'obtention d'un effet laser à 976 nm dans les fibres dopées ytterbium

Le mécanisme d'amplification optique dans un milieu à gain se produit à partir de l'émission stimulée, pour laquelle la lumière incidente induit des transitions de l'état excité de l'ion vers son niveau le plus bas. Concernant les fibres optiques amplificatrices dopées aux ions Yb^{3+} , on distingue trois classes de systèmes atomiques³⁰ donnant lieu à un effet laser selon la longueur d'onde :

- Un système à trois niveaux correspondant à la transition entre les multiplets (**e**) et (**a**) (Fig.3.19) autour de 976 nm avec une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 6 nm ,
- Un système quasi-trois niveaux issu de la transition de (**e**) vers (**b**) aux alentours de 1030 nm et couvrant une largeur de plage spectrale supérieure à 50 nm ,
- Un système à quatre niveaux, à partir de 1070nm, provenant de la transition de (**e**) vers (**d**), où la réabsorption du signal est quasi-inexistante.

Dans le chapitre 7 de ce manuscrit je décris la réalisation d'un laser émettant à 976 nm. Aussi, je propose de décrire ici les conditions d'obtention d'un effet laser à cette longueur d'onde particulière. En effet, comme l'illustre la figure 3.20, le fait que les sections efficaces d'absorption et d'émission soient identiques à 976 nm, implique des fortes contraintes quant à une émission laser à cette longueur d'onde. De ce fait, l'importante inversion de population et la compétition entre les gains des transitions à 3 et 4 niveaux rendent la mise au point des sources lasers beaucoup plus complexe que leurs homologues émettant aux longueurs d'onde conventionnelles dans la plage allant de 1030 à 1100 nm.

Émission laser autour de 976 nm

La difficulté d'atteindre une émission laser efficace dans un système à trois niveaux provient de la quasi-égalité des sections efficaces d'absorption et d'émission autour de 976 nm ($\sigma = 2,7 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ PASCHOTTA et collab. [1997]) quasi-égales, comme l'illustre la Fig.3.20. Ceci implique donc qu'au moins la moitié des ions dopants Ytterbium doivent se trouver dans leur état excité avant d'obtenir un gain à 976 nm, i.e. et inversion de population supérieure à 50 %. En effet, en amont de cette forte inversion - inversion dite de transparence - le mécanisme d'absorption à 976 nm prédomine et empêche tout effet laser autour de 976 nm. Pour obtenir un effet laser sur sa transition

30. Une description très détaillée de l'émission laser selon les différents systèmes atomiques est faite dans la littérature, notamment par le Dr. Rüdiger Paschotta dans l'encyclopédie en ligne Rp-Photonics <https://www.rp-photonics.com/encyclopedia.html>.

à 3 niveaux, un laser à fibre dopée doit donc être soumis à un fort niveau de pompage autour de la longueur d'onde de 915 nm (maximum local du spectre d'absorption). A cette longueur d'onde, la section efficace d'émission est négligeable devant la section efficace d'absorption et on peut alors atteindre la transparence du milieu amplificateur. L'intensité de pompage nécessaire pour atteindre la transparence à la longueur d'onde laser de 976 nm (notée I_p^{trans}) et le rapport de population inversé correspondant (noté n^{trans}) sont donnés par BOULLET et collab. [2008] :

$$I_p^{\text{trans}} = \frac{h\nu}{\left(\frac{\sigma_p^{\text{abs}}\sigma_s^{\text{em}}}{\sigma_s^{\text{abs}}} - \sigma_p^{\text{em}}\right)\tau_{\text{fluor}}} \quad (3.59)$$

$$n^{\text{trans}} = \frac{\sigma_s^{\text{abs}}}{\sigma_s^{\text{abs}} + \sigma_s^{\text{em}}} \quad (3.60)$$

Ici, h correspond à la constante de Planck, ν_p est la fréquence de la pompe, τ_{fluor} est le temps de vie de fluorescence de l'ion Ytterbium dans une matrice silice, $\sigma_s^{\text{em}}, \sigma_s^{\text{abs}}, \sigma_p^{\text{abs}}, \sigma_p^{\text{em}}$ sont les sections efficaces d'émission (*em*) et d'absorption (*abs*) pour le signal (*s*) et la pompe (*p*) respectivement. Considérant une longueur d'onde de pompe à 915 nm, un temps de vie de fluorescence de 0,9 milliseconde (ms) et les valeurs des sections efficaces $\sigma_s^{\text{abs}} = \sigma_s^{\text{em}} = 2,7 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, $\sigma_p^{\text{em}} = 5,3 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$ et $\sigma_p^{\text{abs}} = 0,8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, on obtient une inversion de population de 50 % ($n^{\text{trans}} = 0,5$) pour une intensité de pompe I_p^{trans} de $35 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ³¹. Dans le cas d'un laser ou d'un amplificateur à fibre optique, l'intensité de pompe doit être supérieure au seuil d'intensité de transparence sur toute la longueur de la fibre active pour inverser au moins la moitié de la population d'ions et ainsi annihiler la réabsorption du milieu à 976 nm. Les conditions pour atteindre la transparence à la longueur d'onde laser de 976 nm conduisent à des exigences à la fois sur le niveau de pompage optique du milieu, sur les paramètres optogéométriques de la fibre ainsi que sa longueur (Eq.3.61). Pour les lasers à fibre double gaine, le seuil de puissance de saturation de la pompe (P_p^{sat}) est fixé par l'aire de la gaine de pompe (A_p^{gaine}). Plus le diamètre de la gaine de pompe est grand, plus le seuil sera élevé.

$$P_p^{\text{sat}} = I_p^{\text{trans}} \times A_p^{\text{gaine}} \quad (3.61)$$

Dans le cas du fonctionnement laser et pour une longueur de fibre correctement choisie – puissance de pompe résiduelle à la sortie de la fibre supérieure à la puissance de pompe de transparence – P_p^{sat} doit être obtenue à l'extrémité de sortie de la fibre. En considérant que près de 5 dB de la pompe est absorbée dans la fibre en fonctionnement laser et que l'absorption provoque une décroissance exponentielle de la puissance de pompe tout au long de la fibre, on en déduit que la puissance de pompe résiduelle représente environ 55 % de la puissance de pompe injectée. Dans ces conditions, le niveau de pompage optique afin d'atteindre le seuil laser est donné par :

$$P_{\text{seuil}} = P_p^{\text{sat}} \times 0,55 \quad (3.62)$$

Ainsi, à l'aide des précédentes équations et selon la fibre à notre disposition, il est alors possible d'évaluer le niveau de pompage optique nécessaire à l'obtention de l'effet laser autour de 976 nm. Notons que pour une puissance de pompe donnée, localement l'intensité de la pompe peut être augmentée pour acquérir une intensité supérieure à I_p^{trans} en réduisant l'aire de la gaine (A_p^{gaine}). Toutefois, ce paramètre est, en pratique, imposé par la brillance³² du laser de pompe.

Compétition de gain entre la transition laser à 1030 nm et à 976 nm

Précédemment, nous avons vu que l'émission laser à 976 nm exige une puissance de pompe très importante à 915 nm. Or, à 976 nm, la probabilité d'absorption est de 50 % contre seulement

31. A contrario, une inversion de population de moins de 10 % – correspondant à une intensité de pompe $5 \text{ kW}\cdot\text{cm}^2$ – est requise pour atteindre la transparence au-delà de 1020 nm.

32. La brillance indique la manière dont sera vue la lumière émise par une surface donnée pour un système optique visant cette surface sous n'importe quel angle de vue.

7 % à 1030 nm (Fig.3.20). Ceci implique alors une forte concurrence entre le processus d'émission aux "hautes longueurs d'onde " entre 1030-1080 nm et celui à 976 nm (compétition entre les transitions laser à trois et quasi-trois niveaux limitant le gain du trois niveaux). En effet, avant d'atteindre le seuil laser à 976 nm, le pompage à 915 nm induira un fort gain aux longueurs d'onde supérieures augmentant la part du bruit de l'Émission Spontanée Amplifiée (ESA)³³. Cela dégrade d'une part le rapport signal sur bruit optique, et d'autre part, peut créer des oscillations laser indésirables dans la gamme spectrale 1030 - 1080 nm. La compétition entre le gain à 976 nm et celui à de plus grandes longueurs d'onde peut être définie en établissant une expression du gain pour les fibres dopées Ytterbium. Dans un milieu à gain à élargissement homogène, le gain $G(\lambda)$ en décibel peut s'exprimer de la façon suivante NILSSON et collab. [1998] :

$$G(\lambda) = 4,343N_0A_d\Psi_d(\lambda) \left[\sigma_s^{\text{abs}} + \sigma_s^{\text{em}} \right] n_2 - \sigma_s^{\text{abs}} L \quad (3.63)$$

avec N_0 la concentration en ions actifs, L la longueur de la fibre et n_2 la fraction des ions excités, Ψ_d la valeur de l'intensité modale moyennée sur la surface active A_d . De cette équation, nous pouvons quantifier l'inter-dépendance du gain entre les différentes longueurs d'onde. Ainsi, le gain à une longueur d'onde est déterminé par le gain à deux longueurs d'onde NILSSON et collab. [1998]. Dans le cas d' une fibre double gaine dopée Ytterbium en considérant le gain non désiré à 1030 nm, $G(1030)$, relié au gain négatif à la longueur d'onde de pompe, $G(915)$, et la longueur d'onde d'oscillation souhaitée, $G(\lambda)$, on a alors :

$$G(1030) = \frac{\sigma_{1030}^{\text{em}}}{\sigma_{\lambda}^{\text{em}}} \cdot G_{\lambda} - \frac{\Gamma_{1030}}{\Gamma_{915}} \cdot \frac{\sigma_{1030}^{\text{em}}}{\sigma_{\lambda}^{\text{em}}} \frac{\sigma_{1030}^{\text{abs}}}{\sigma_{\lambda}^{\text{abs}}} \cdot G_{915} \quad (3.64)$$

avec Γ_{λ} étant le facteur de recouvrement entre la distribution de dopants et le mode optique normalisé dans la fibre aux longueurs d'onde respectives. Dans le cas précis d'une émission à 976 nm, l'expression du gain parasite à 1030 nm se déduit de l'équation précédente Eq.(3.64)

$$G_{1030} = 0,25 \cdot G_{976} + 0,72\beta\alpha \quad (3.65)$$

avec α l'absorption de la pompe (en dB) et $\beta = \frac{A_{\text{gaine}}}{A_{\text{coeur}}}$, le rapport des aires entre la gaine et le coeur de la fibre. De cette expression, on constate que pour des valeurs fixes de gaine et d'absorptions de la pompe, le gain à 1030 nm croît rapidement et est inversement proportionnel au diamètre de coeur. Considérons l'équation (3.65) à travers un exemple de calcul de gain pour une fibre optique double gaine standard – typiquement avec un diamètre de coeur et de gaine de pompe de l'ordre de 30 μm et de 250 μm respectivement – dopée aux ions Ytterbium adaptée à la génération et à l'amplification de fortes puissances. Dans cette situation, le paramètre optogéométrique β vaut environ 70, et si l'on considère une absorption de la pompe de 1 dB, la deuxième partie de l'équation (3.65) nous donne une augmentation de gain de 50 dB à 1030 nm. Ce gain très important à 1030 nm implique que pour un effet laser ou une amplification recherchée autour de 976 nm, l'ESA ("Amplified Spontaneous Emission" ASE) dominera l'émission - même pour seulement 1 dB (20 %) d'absorption à 1030 nm - et ne pourra en aucun cas être compensée par l'introduction d'un élément sélectif en longueur d'onde (filtre par exemple), qui en général ne dépasse pas un taux d'extinction de 50 dB. Dans ces conditions, on comprend qu'il ne sera alors pas possible d'obtenir une émission ou amplification laser autour de 976 nm.

Ainsi l'application des règles précédemment établies mènent aux conditions suivantes pour la réalisation de systèmes lasers émettant ou amplifiant autour de 976 nm :

- Un fort taux de pompage optique est nécessaire, et par conséquent, un diamètre de gaine important;
- Un rapport gaine sur coeur β petit ($\beta < 20$). Il s'agit alors de trouver l'équilibre entre l'augmentation et la diminution des diamètres de coeur et de gaine – et vice-versa – selon l'impact que cela a à la fois sur les propriétés mécaniques de la fibre optique et sur les propriétés

33. Plus communément appelé ASE en anglais.

physiques du signal laser émis. Ce point sera développé plus en détail dans le chapitre 7 lors de la présentation de la fibre choisie et utilisée dans le cadre de nos expérimentations. Cette fibre sera notamment mise au regard d'autres fibres utilisées par la communauté pour le développement de systèmes lasers à 976 nm;

- Une faible absorption sur laquelle on agit en diminuant le dopage ou en réduisant la longueur de la fibre.

Dans le chapitre 7 de ce manuscrit, je présenterai un exemple de développement respectant les critères évoqués précédemment. Nous verrons que le système laser développé, type amplificateur monolithique fibré ("Master Oscillator Power Amplifier" **MOPA**), intègre une fibre amplificatrice dopée aux ions ytterbium ayant une architecture (paramètres optogéométriques) qui permet la génération d'une forte puissance moyenne autour de 976 nm.

3.5 Effets non-linéaires dans les fibres optiques

La puissance optique couplée dans les fibres optiques uni-modales se trouve confinée sur de très faibles surfaces du fait de la petite dimension de leur zone guidante (généralement de 3 à 10 μm de diamètre suivant la longueur d'onde de coupure). Ainsi, une intensité de l'ordre du MW/cm^2 , ou encore du GW/cm^2 , est facilement obtenue en injectant des impulsions courtes (de l'ordre de la picoseconde dans nos études) de plusieurs dizaines de mW ou Watt respectivement. Les champs électromagnétiques intenses qui en résultent peuvent modifier les propriétés de la silice (support de propagation) en déformant les nuages électroniques. La susceptibilité électrique du matériau devient alors dépendante du ou des champs en présence [AGRAWAL \[2001\]](#).

3.5.1 Effet Kerr optique

L'effet Kerr optique correspond à la modification, par une onde lumineuse intense, des propriétés optiques d'un milieu non-linéaire. Cela provoque une variation d'indice photo-induite ou encore une biréfringence photo-induite. Ce phénomène se traduit par une modulation de l'indice de réfraction du milieu non-linéaire en fonction de l'intensité de l'onde qui traverse le matériau. On définit la modulation de l'indice de réfraction par l'effet Kerr optique selon la relation suivante [AGRAWAL \[2001\]](#) :

$$n(\omega, I(t)(t)) = n(\omega) + n_2 I(t)(t) \quad (3.66)$$

avec $I(t)$ l'intensité du champ, $n(\omega)$ la partie de l'indice de réfraction à la pulsation ω et n_2 le paramètre non-linéaire associé à la susceptibilité d'ordre 3 $\chi^{(3)}$ et défini ici en $\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ par [AGRAWAL \[2001\]](#) :

$$n_2(I(t)) = \frac{3\chi^{(3)}}{4\epsilon_0 c n_0^2} \quad (3.67)$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide, n_0 l'indice de réfraction dans le vide. On rappelle que dans la région de transparence des fibres optiques, les effets non-linéaires d'ordre les moins élevés proviennent de la susceptibilité d'ordre 3. Une estimation de la valeur de n_2 , généralement admise pour l'étude de l'effet Kerr dans des fibres optiques en silice, est $3,2 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ [AGRAWAL \[2001\]](#)³⁴. Il est usuel de définir un coefficient de non-linéarité γ afin de pouvoir comparer les différentes fibres entre elles. Ce coefficient non-linéaire est défini comme :

$$\gamma = \frac{n_2 W_0}{c A_{\text{eff}}} \quad (3.68)$$

avec A_{eff} l'aire modale du mode fondamental dans la fibre reliée à la distribution transverse du champ par la relation (3.39).

La dépendance en intensité de l'indice de réfraction engendre un nombre important d'effets non-linéaires intéressants que l'on peut distinguer en deux catégories :

- **les effets élastiques** : Il n'y a aucun échange d'énergie entre le rayonnement et le milieu. Les plus étudiés sont les phénomènes dit d'auto-modulation de phase (**SPM**) et de modulation de phase croisée (**Cross Phase Modulation (XPM)**).
- **les effets inélastiques** : Il y a un échange d'énergie entre le rayonnement et le milieu. Les plus étudiés sont la diffusion Raman et Brillouin.

Dans la suite de ce manuscrit on décrit brièvement les phénomènes linéaires en lien avec mes expérimentations. Une description complète et détaillée des effets non-linéaires présents dans les fibres optiques est faite dans [AGRAWAL \[2001\]](#).

34. Cette valeur est souvent considérée constante bien qu'en théorie elle puisse varier avec la longueur d'onde et d'une fibre optique à une autre.

3.5.2 L'automodulation de phase

L'automodulation de phase (SPM en anglais) se traduit par l'élargissement spectral d'une impulsion. Elle devient notamment très problématique dans le cas de la propagation d'impulsions temporellement brèves ($\tau_{\text{pulse}} < 1$ ps) au travers du guide d'onde que représente une fibre optique. Elle résulte des interactions entre l'onde lumineuse et la matrice en silice. L'automodulation de phase entraîne un déphasage qui dépend de l'intensité du signal. On peut définir la phase instantanée de l'impulsion $\varphi(t)$ par :

$$\varphi(t) = (n + n_2 \cdot I(t)) \cdot k_0 \cdot L \quad (3.69)$$

avec $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$. λ est la longueur d'onde, et L est la longueur de la fibre. La variation de phase non-linéaire $\varphi_{\text{NL}}(t)$ issue de la SPM est donnée par l'équation (3.70) et est maximale au sommet de l'impulsion, là où l'intensité est la plus forte ($\tau = 0$ courbe bleu Fig.3.21).

$$\varphi_{\text{NL}}(t) = n_2 \cdot k_0 \cdot L \cdot I(t) \quad (3.70)$$

On peut aussi définir une longueur caractéristique pour cet effet non-linéaire comme la longueur pour laquelle on a $\varphi_{\text{NL}}(t) = 1$:

$$L_{\text{NL}} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (3.71)$$

avec P_0 la puissance crête en watt. La SPM induit ainsi des changements dans l'enveloppe temporelle de l'impulsion sans modification de son amplitude. Dans le domaine fréquentiel, elle se traduit alors par l'étalement du spectre de l'impulsion, puisque celui-ci est la dérivée du terme de phase :

$$\omega_t = \frac{d\varphi_{\text{NL}}(t)}{dt} \times \omega_0 \quad (3.72)$$

La Fig.3.21 représente ce décalage fréquentiel pour une impulsion gaussienne ($\gamma = 1$) par automodulation de phase.

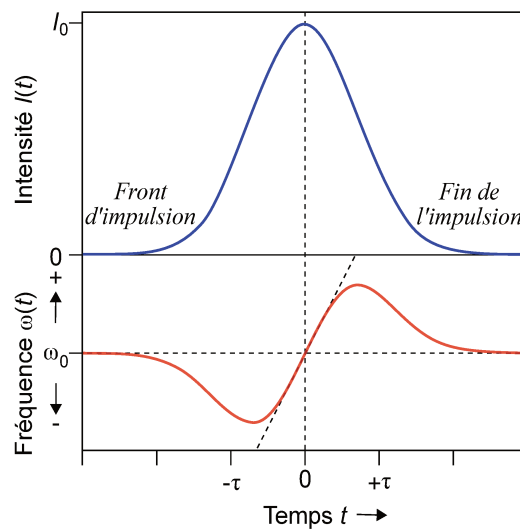


FIGURE 3.21 – Décalage fréquentiel d'une impulsion gaussienne ($\gamma = 1$) par automodulation de phase. Courbe bleue : impulsion. Courbe rouge : évolution en fréquence.

L'automodulation de phase a pour effet de décaler les composantes de basses fréquences vers le front de l'impulsion et les composantes de hautes fréquences vers la queue de l'impulsion. L'accumulation de phase non-linéaire se manifeste alors par un élargissement spectral ainsi que par l'apparition de fortes modulations. Celles-ci résultent d'interférences entre les différentes composantes spectrales qui acquièrent un déphasage relatif propre. AGRAWAL [2001] représente cette dégradation à l'aide la figure suivante Fig.3.22.

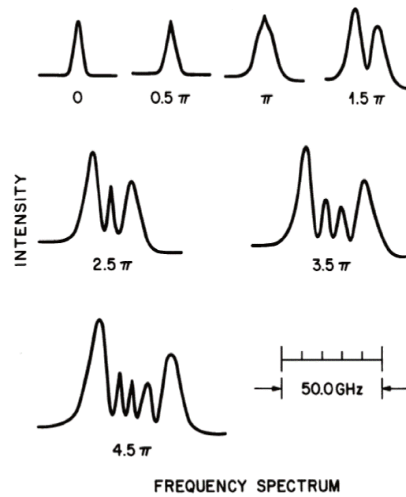


FIGURE 3.22 – Modulations et élargissement spectral induit par l'automodulation de phase [AGRAWAL \[2001\]](#). "Frequency spectrum" (axe x) : représentation spectrale des déformations induites par la SPM. "Intensity" (axe y) : amplitude des déformations.

De manière approximative – à l'aide de la formule approchée [AGRAWAL \[2001\]](#) Eq.(3.73) – on peut évaluer le déphasage non-linéaire en comptant le nombre de pics m sur les spectres.

$$\varphi_{NL}^{max} \approx (m - \frac{1}{2})\pi \quad (3.73)$$

Les variations spectrales provoquent également un élargissement ou une contraction de la durée de l'impulsion sous l'influence de la dispersion. Si la dispersion est positive, la largeur de l'impulsion augmente alors que si la dispersion est négative, l'impulsion se contracte temporellement. Dans le cas où deux ondes intenses de longueurs d'onde différentes se propagent dans une fibre optique, chaque champ est susceptible d'engendrer sa propre SPM et également de subir un déphasage non-linéaire supplémentaire induit par l'autre onde. On appelle ce phénomène l'intermodulation de phase croisée (XPM) et le déphasage supplémentaire reçu par la première onde s'écrit, dans le cas où les deux ondes sont copolarisées :

$$\Delta\Phi_{XPM}^{Sup} = 2n_2 \cdot k_0 \cdot I_2 \cdot l = 2\gamma P_2 \cdot L \quad (3.74)$$

avec I_2 et P_2 l'intensité et la puissance de la deuxième onde. L'élargissement spectral induit sur chaque onde est rendu asymétrique par la différence de vitesse de groupe des ondes [AGRAWAL \[2001\]](#).

3.5.3 Diffusion Raman

La diffusion Raman stimulée³⁵ est un transfert d'une partie de l'énergie de l'impulsion se propageant dans le matériau vers d'autres longueurs d'onde à travers des modes de vibration du milieu : interaction électrons-phonons optiques³⁶. La diffusion Raman va transférer une partie de l'énergie du spectre optique vers de nouvelles longueurs d'onde. Ce phénomène de diffusion inélastique provoque alors un décalage en fréquence d'une valeur fixée par les phonons du milieu. Ainsi, la lumière diffusée n'a pas la même longueur d'onde que la lumière incidente. On distingue deux décalages :

- **décalage Stokes**³⁷ : la lumière est décalée vers le rouge (plus grande longueur d'onde, plus petite énergie Fig.3.23) la création d'un phonon. Un photon incident - appelé photon de

35. Découvert par l'Indien Chandrashekhara Venkata Raman en 1928 [SINGH \[2002\]](#).

36. Un phonon optique désigne un quantum d'énergie de vibration d'un solide.

37. Le nom Stokes rappelle le physicien George Stokes qui a démontré en 1852 que la fluorescence implique un décalage vers le rouge.

- pompe - est annihilé et créé un photon ("photon de Stokes") de fréquence plus basse et un phonon. Ces derniers possèdent l'énergie et l'impulsion qui correspondent à la différence d'énergie et d'impulsion entre le photon pompe et le photon Stokes;
- **décalage anti-Stokes** : la lumière est décalée vers le bleu (plus courte longueur d'onde, plus grande énergie Fig.3.23) avec l'absorption d'un phonon. Un photon de pompe absorbe l'énergie d'un phonon et son impulsion pour générer un nouveau photon (anti-Stokes).

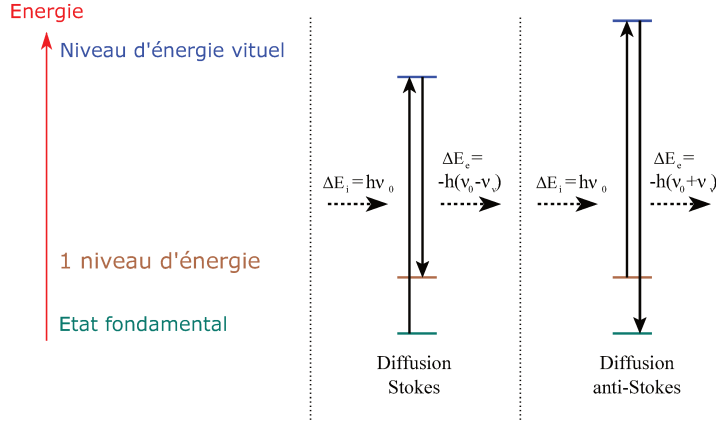


FIGURE 3.23 – Niveaux d'énergie mis en jeu lors de la diffusion Raman et des processus de génération de l'onde Stokes ou anti-Stokes. Diffusion Raman avec décalage Stokes : la molécule absorbe de l'énergie et le photon diffusé a moins d'énergie que le photon incident. Diffusion Raman avec décalage anti-Stokes : la molécule perd de l'énergie et le photon diffusé a plus d'énergie que le photon incident.

En régime continu, la croissance de l'intensité de l'onde Stokes, noté I_s , est donnée par **AGRAWAL [2001]** :

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R \cdot I_p \cdot I_s \quad (3.75)$$

avec I_p l'intensité de l'onde pompe et g_R coefficient de gain du pic Raman. Dans la silice fondue à une longueur d'onde de pompe autour de $1\mu\text{m}$ $g_R = 1 \cdot 10^{-13} \text{m} \cdot \text{W}^{-1}$. Le gain Raman est dépendant du milieu de propagation. Dans les fibres optiques, le spectre du gain Raman est large en raison de la nature amorphe du verre. L'équation (3.75) montre que la génération de l'onde Stokes est proportionnelle à l'intensité de la pompe. Si l'impulsion de pompe est suffisamment intense, on peut avoir un transfert d'énergie considérable de celle-ci vers l'onde Stokes³⁸. Ce phénomène est appelé diffusion Raman stimulée (**Stimulated Raman Scattering (SRS)** en anglais). Dans le cas de la fabrication d'un laser on cherche à éviter la diffusion Raman stimulée qui vient dépeupler le signal généré au profit d'une longueur d'onde non désirée. Dans l'exemple de la silice le pic de gain se situe à une fréquence de 13,2 THz. Les photons alors créés par diffusion Raman stimulée sont à une pulsation $\omega_{\text{Stokes}} = \omega_{\text{pompe}} - 2\pi \cdot 13,2 \text{THz}$. La puissance du seuil de la diffusion Raman stimulée peut s'exprimer par :

$$P_{\text{seuil}} \cong \frac{16A_{\text{eff}}}{g_R L_{\text{eff}}} \quad (3.76)$$

avec L_{eff} la longueur de fibre sélective que l'on peut exprimer :

$$L_{\text{eff}} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha L)] \quad (3.77)$$

où α rend compte des pertes de propagation. On déduit de ces deux dernières équations qu'un moyen simple de repousser le seuil Raman est d'augmenter la surface du coeur de la fibre, ou encore de réduire sa longueur.

38. Notons que l'on peut également générer une cascade d'effet Raman. Dans ce cas particulier, on obtient alors les pics Stokes et anti-Stokes à différents ordres **AGRAWAL [2001]**

3.5.4 Diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin³⁹ est – comme la diffusion Raman – un phénomène de diffusion inélastique de la lumière. Cette diffusion est le résultat de l'interaction entre une onde lumineuse et une onde acoustique. Dans le cas d'un faisceau laser, les variations dans le champ électrique du faisceau produisent des vibrations acoustiques dans le milieu via l'électrostriction. Cela produit un décalage en fréquence de l'onde initiale. Cette onde acoustique forme un réseau se déplaçant à la vitesse du son dans la fibre et diffracte l'onde de pompe. L'onde Stokes est décalée vers le rouge par effet Doppler [AGRAWAL \[2001\]](#). Ce décalage est de l'ordre de 1 à 200 GHz selon les milieux traversés (décalage de plusieurs ordres de grandeur inférieur à l'effet Raman). Dans la silice ce décalage est typiquement de 16 GHz. L'onde Stokes générée par effet Brillouin se propage dans le sens opposé au sens de propagation de l'onde pompe. D'autre part, la largeur spectrale du gain Brillouin est beaucoup plus étroite que le gain Raman (de l'ordre de 20 MHz). L'impact de la diffusion Brillouin stimulée ([Stimulated Brillouin Scattering \(SBS\)](#)) dans les lasers à fibre en régime continu dépend alors très fortement de la largeur spectrale amplifiée ou générée. Pour une conversion efficace, l'onde pompe devra avoir une largeur spectrale égale ou inférieure à celle du gain Brillouin. En le comparant au gain Raman, on note que le gain Brillouin est plus grand de plusieurs ordres de grandeur. Ainsi, pour un système avec un spectre suffisamment fin, le seuil Brillouin sera atteint bien avant le seuil Raman [AGRAWAL \[2001\]](#).

$$P_{\text{seuil}} \cong \frac{21 \cdot A_{\text{eff}}}{g_B \cdot L_{\text{eff}}} \quad (3.78)$$

avec g_B coefficient de gain du pic Brillouin. Dans la silice fondue - indépendamment de la longueur de pompe - $g_B = 5 \times 10^{-11} \text{ m.W}^{-1}$ Pour une largeur de pompe Δ_{ν_p} plus grande que la largeur du gain Brillouin g_B^{max}

$$G_B(\Delta_{\nu_p}) = \frac{\Delta_{\nu_B}}{\Delta_{\nu_B} + \Delta_{\nu_p}} g_B^{\text{max}} \quad (3.79)$$

En conséquence, si l'on veut repousser le seuil Brillouin, en plus d'augmenter le diamètre du coeur et de réduire la longueur de la fibre optique, on peut également augmenter la largeur spectrale du signal amplifié ou généré. Nous n'avons pas vu de manifestation d'effet Brillouin dans nos expériences. Cela est dû au fait que nous travaillons avec des spectres laser larges et donc une densité spectrale de puissance faible.

3.5.5 Mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes ([FWM](#)) est une conséquence des effets non-linéaires d'ordre trois ($\chi^{(3)}$). Il engendre un couplage entre quatre champs à travers la polarisation non-linéaire du matériau. Les processus paramétriques d'ordre trois dans un milieu Kerr font généralement intervenir quatre ondes et incluent les phénomènes tels que la génération de troisième harmonique ([GTH](#) ou [THG](#) en anglais), le [FWM](#) et l'amplification paramétrique. Dans les fibres de silice (matériaux centro-symétriques), le mélange à quatre ondes est le premier terme important de polarisation non linéaire. Le second ordre étant en théorie absent⁴⁰ dans un matériau centro-symétrique.

Le mélange à quatre ondes : équations couplées

Lorsque plusieurs ondes de longueurs d'onde différentes se propagent dans une fibre optique, leur battement crée également par effet Kerr optique un réseau d'indice qui par diffraction temporelle, est susceptible de générer de nouvelles fréquences [GINDRE et collab. \[1994\]](#). Lorsque les intensités des deux ondes sont très différentes, il peut y avoir un transfert d'énergie par diffraction

39. Découverte par Léon Brillouin en 1914.

40. En pratique, un processus à l'ordre deux, du type [SHG](#), peut se produire en raison des effets des dipôles magnétiques. L'efficacité de conversion reste cependant relativement faible (< 1%) pour la génération de deuxième harmonique [AGRAWAL \[2001\]](#)

de l'onde la plus forte (appelée pompe) vers l'onde la plus faible (appelée signal). Le mélange à 4 ondes met en jeu l'interaction de quatre champs, chacun ayant une constante de propagation (ou quantité de mouvement) $\beta_1(\Omega_1)$, $\beta_2(\Omega_2)$, $\beta_3(\Omega_3)$ et $\beta_4(\Omega_4)$. On attribue généralement aux champs 1 et 2 le rôle de pompe, i.e. des champs intenses qui seront à l'origine des effets non-linéaires, qui convertissent l'énergie de ces pompes vers les ondes 3 et 4, que l'on nomme communément *signal* et *idler*. Le processus général de génération d'onde par **FWM** à partir de deux champs de pompes intenses peut être simplement vu comme l'annihilation d'un photon de chaque pompe pour générer un photon à la longueur d'onde signal et idler.

Pour que le phénomène se produise, il faut que les ondes vérifient tout d'abord les relations de conservation de l'énergie ((3.80)) et de conservation des moments ((3.82) ou accord de phase) :

$$\Omega_{p1} + \Omega_{p2} - \Omega_s - \Omega_i = 0 \quad (3.80)$$

avec le signal a la pulsation Ω_s , deux pompes intenses de pulsations Ω_{p1} et Ω_{p2} et un signal complémentaire (généralement appelé "idler" en anglais) à la pulsation Ω_i , et spectralement symétrique du signal par rapport à la pulsation moyenne des deux pompes.

$$\beta^{(m)}(\Omega_m) = \frac{2\pi \cdot n_{\text{eff}}(\Omega_m)\Omega_m}{c} = \frac{2\pi \cdot n_{\text{eff}}}{\lambda} \quad (3.81)$$

$$\Delta k = \beta^{(s)}(\Omega_s) + \beta^{(i)}(\Omega_i) - 2\beta^{(p)}(\Omega_p) + \beta_{\text{NL}} = 0 \quad (3.82)$$

+avec $\beta^{(m)}(\Omega_m)$ la constante de propagation de la pompe pour $m = p$, de l'onde signal (signal anti-Stokes) pour $m = s$, et de l'onde idler pour $m = i$ (signal Stokes). $\beta_{\text{NL}} = 2\gamma P_p$ la contribution non-linéaire induite par la pompe de puissance crête P_p et le coefficient non linéaire γ .

Ainsi, comme les équations (3.82) et (3.80) l'explicitent, la constante de propagation que l'on ré-exprime ci-dessous (Eq.(3.81)) par rapport à l'indice effectif ((3.31)) doit être conservée. Cette condition est communément appelée condition d'**accord de phase**. Elle est obtenue lorsque la quantité de mouvement Δk s'annule (Eq.(3.82)). Dans ce cas, on évoque alors la notion de gain pour les ondes signal et idler. Il est important de préciser que le gain maximum obtenu par **FWM** ne se produit pas exactement lorsque $\Delta k = 0$ à cause de la contribution non-linéaire de **SPM** et **XPM** (effet Kerr optique) qui contribue à modifier la phase de chacune des ondes **AGRAWAL [2013]**. Ainsi, on sépare généralement le désaccord de phase effectif en trois composantes :

$$k = \Delta K_M + \Delta G + \Delta_{\text{NL}} \quad (3.83)$$

où les trois termes K_M , ΔG , Δ_{NL} , représentent les contributions de la dispersion du matériau de la dispersion du guide d'onde et la contribution non-linéaire. On peut définir la longueur de cohérence par $L_c = 2\pi/\Delta k$. Lorsque les deux pompes ont des pulsations différentes, on parle de configuration "non-dégénérée", et quand les pulsations Ω_{p1} et Ω_{p2} sont identiques on parle de cas "dégénérée". Il est relativement simple de satisfaire la condition de phase $\Delta\beta = 0$ dans le cas où $\beta_1(\Omega_1) = \beta_2(\Omega_2)$.

Ce cas est le plus adapté aux fibres optiques **AGRAWAL [2001]**, et dans le cadre de cette thèse, le **FWM** a été réalisé dans le cas dégénéré (**d-FWM**), mettant alors en jeu l'utilisation d'une seule onde de pompe⁴¹. Physiquement, bien que le **FWM** soit un phénomène élastique, ce phénomène peut être interprété comme la diffusion Raman (**SRS**). Dans le cas dégénéré, la condition de phase est satisfaite et la pompe intense crée deux bandes latérales symétriques de pulsations $\Omega_i < \Omega_s$ à partir du bruit de photons⁴². La bande de plus faible pulsation Ω_i et celle de plus haute pulsation Ω_s , peuvent être respectivement considérées comme les bandes Stokes et Anti-Stokes par analogie à la **SRS**. On illustre le processus de mélange à 4 ondes en Fig.3.24.

Pour conclure ce paragraphe, il convient d'évoquer que le processus de mélange à quatre ondes est le processus utilisé pour l'amplification paramétrique de signaux dans les fibres optiques uni-modales ou multi-modales (fortement biréfringentes). On nomme couramment ces

41. Configuration souvent utilisées dans l'amplification paramétrique car elle est plus simple et moins coûteuse.

42. Le bruit de photons est du à la nature quantique de la lumière **LOUDON et VON FOERSTER [1974]**.

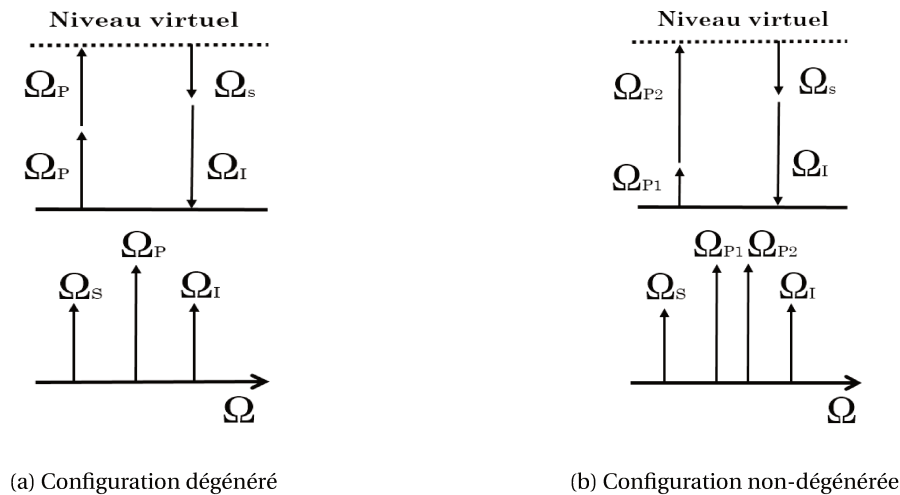


FIGURE 3.24 – Représentation schématique du processus de mélange à 4 ondes dégénéré et non dégénéré. Représentation énergétique (haut de la figure) et fréquentielle (bas de la figure).

systèmes **Fiber Optical Parametric Amplifier (FOPA)** en anglais. Le gain par amplification paramétrique dans les fibres optiques est très utilisé dans les télécommunications et est très bien décrit par **MUSSOT [2004]**.

Le mélange à quatre ondes : diagramme d'accord de phase

En accord avec l'équation (3.81), dans le cas du **d-FWM** la condition d'accord de phase est essentiellement accessible à partir des propriétés de dispersion du guide d'onde (indice effectif (3.31)) et du nombre de "zéro de dispersion" (**ZDW**) admis par ce dernier. On comprend alors l'intérêt de l'ingénierie des fibres optiques **PCF** par la microstructuration **STARK et collab. [2011]**. A travers les paramètres de la fibre microstructurée définis par le diamètre d des trous d'air et la distance inter-trous (aussi appelée "période" de la microstructure) Λ (cf. section 3.2.4), il est possible d'optimiser l'excursion en longueur d'onde du signal et de l'idler, et cela, à partir d'une intensité de pompe intense dégénérée **LAVOUTE et collab. [2010]**. Dans ce sens, l'ingénierie de la microstructuration est également pensée de façon à maintenir une opération monomode (faisceau haute brillance) et un diamètre de coeur suffisamment grand afin de pouvoir coupler l'intensité de pompe nécessaire au processus de **FWM**. Les propriétés physiques des architectures de fibres microstructurées sont souvent obtenues par simulation à l'aide de la méthode des éléments finies **PUREUR [2009]** et l'utilisation du logiciel "Comsol Software". Ces simulations donnent notamment accès à l'évolution fréquentielle de la constante de propagation $\beta(\omega)$, et par suite, au zéro de dispersion de la fibre. En résolvant l'équation (3.84) pour le décalage Stokes avec les paramètres de dispersions calculés, on peut alors tracer le diagramme d'accord de phase de la fibre optique. Afin d'illustrer nos propos, je reporte en Fig.3.25 un exemple de diagramme d'accord de phase obtenu pour une fibre non-linéaire que nous avons au sein du laboratoire.

Dans l'exemple de cette fibre, on note un zéro de dispersion (**ZDW**) autour de 1055 nm. On observe que plus on déplace la longueur d'onde de la pompe vers les basses longueurs d'onde ("vers le bleu"), plus l'excursion en longueur d'onde entre le signal et l'idler est importante. A contrario, si la longueur d'onde de la pompe se rapproche du **ZDW**, l'excursion en longueur d'onde diminue.

Pour aller plus loin dans le tracé des diagrammes d'accord de phase et l'évaluation du zéro de dispersion (**ZDW**) de la fibre, **DELAGNES et CO [2018]** proposent de tracer les diagrammes d'accord de phase à partir des paramètres de dispersion calculés par rapport aux paramètres de dispersion issus de spectres expérimentaux. En effet, **DELAGNES et CO [2018]** propose d'évaluer le **ZDW** d'une fibre micro-structurée en résolvant l'équation, et cela pour les termes de l'expression de Taylor

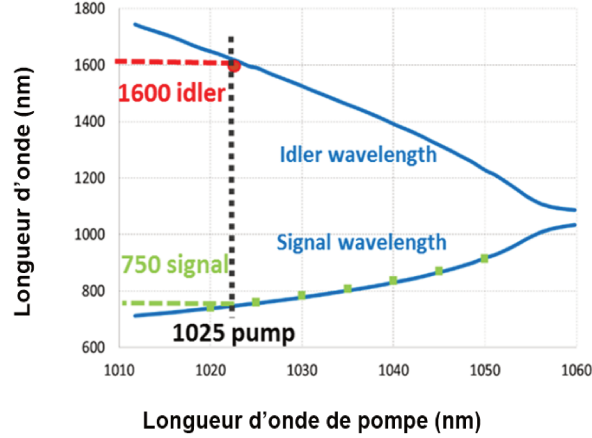


FIGURE 3.25 – Diagramme d'accord de phase d'une fibre microstructurée non-commerciale. Pompe @ 1025 nm → génération d'un signal @750 nm et un idler @1600 nm.

(3.22) étendue jusqu'à l'ordre de 5 ((3.22)).

$$\Omega(W_p) = \left(- \left(q + \sqrt{q^2 - 4 \cdot p \cdot \beta_{NL}} \right) / 2 \right)^{1/2} \quad (3.84)$$

avec $p = (\beta_4 + \beta_5 \cdot (\Omega_p - \Omega_{ZD})) / 12$, et $q = \beta_3 \cdot (\Omega_p - \Omega_{ZD}) + \beta_4 \cdot (\Omega_p - W_{ZD})^2 / 2 + \beta_5 \cdot (\Omega_p - \Omega_{ZD})^3 / 6$ DELAGNES et CO [2018] représente alors la contribution individuelle de chaque ordre de dispersion sur la forme du diagramme d'accord de phase. Ce travail permet alors de prédire avec une plus grande précision les longueurs d'onde accessibles par FWM selon les paramètres opto-géométriques des fibres PCF.

3.5.6 Propagation d'impulsions intenses dans les fibres optiques

La plupart des effets non-linéaires dans les fibres optiques sont observés lorsque des impulsions courtes sont générées ou propagées. La propagation des impulsions à travers des fibres optiques peut être étudiée en résolvant les équations de Maxwell. Dans la cas de l'approximation d'une enveloppe lentement variable, ces équations permettent d'établir l'équation non-linéaire de Schrödinger AGRAWAL [2001] (Nonlinear Schrödinger Equation (NLSE) en anglais) :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} = i \gamma |A|^2 A - \frac{\alpha}{2} A \quad (3.85)$$

avec $A(z, t)$ l'enveloppe lentement variable associée à l'impulsion, α les pertes associées à la fibre et β_2 qui détermine les effets de la DVG. Cette équation permet de décrire la propagation d'impulsions supérieures à 5 ps (c'est le cas dans mes expérimentations de thèse). Pour une description plus détaillée d'impulsions courtes, il faudra prendre en compte les termes dispersifs et non-linéaires d'ordres supérieurs et les intégrer à la NLSE.

3.6 Propriétés de cohérence des champs lumineux

Je propose de terminer ce chapitre en abordant un aspect fondamental de la théorie classique et quantique du champ lumineux, à savoir la notion de cohérence de la lumière [GLAUBER \[1963\]](#). En effet, nous verrons que l'accès aux propriétés de corrélation temporelle du champ électrique et de l'intensité (enveloppe du champ électrique) sont de première importance pour la compréhension des phénomènes d'optique linéaire et non-linéaire. Dans la suite, on définit la cohérence du champ lumineux à travers les deux fonctions couplées⁴³ suivantes :

- la corrélation temporelle du champ électrique – ou encore, le degré de cohérence du premier ordre – qui est lié aux variations en phase du champ lumineux. Dans la théorie classique on définit ce degré du premier ordre par la fonction $g^{(1)}(\tau)$;
- la corrélation temporelle d'intensité (fonction d'autocorrélation en intensité) – ou encore, le degré de cohérence du second ordre – qui est liée aux variations en amplitude du champ lumineux. Dans la théorie classique on définit ce degré du premier ordre par la fonction $g^{(2)}(\tau)$.

Dans la suite de mes propos, j'explicité ces deux fonctions pour les trois types de source de lumière continue (régime [CW](#)) que j'ai développés au cours de ce travail de thèse, à savoir : un oscillateur laser multimode, un oscillateur laser mono-fréquence, et une source d'ASE ([ESA](#)) amplifiée. Ainsi, à partir de considérations théoriques et en traçant ces fonctions de manière expérimentale, nous verrons dans la suite de ce manuscrit que nous sommes capables d'évaluer de manière extrêmement précise le temps de cohérence temporelle τ_c des sources développées, notamment dans le cas de la source chaotique ou aléatoire (cf. chapitres [4](#) et [6](#)).

3.6.1 Définition des fonctions $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$

On restreint cette étude à la théorie classique du champ lumineux, qui est donc décrite ici, par des fonctions continues dans le temps et non pas par des opérateurs quantiques⁴⁴. En supposant la lumière de nature ergodique⁴⁵, on définit tout d'abord la fonction de corrélation du champ électrique (degré de cohérence du premier ordre) par :

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E(t)E^*(t+\tau) \rangle}{\langle E(t)E^*(t) \rangle} \quad (3.86)$$

avec τ le délai, $E(t)$ le champ électrique complexe de la lumière, et la notation bra-ket $\langle \rangle$ indique une moyenne statistique temporelle. Ensuite, en définissant l'intensité instantanée par $I(t) = E(t)E(t)^*$, on définit la fonction de corrélation d'intensité (second ordre de cohérence) par :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \quad (3.87)$$

Notons pour la suite, que la fonction $g^{(2)}(\tau)$ est une fonction physique majeure qui permet de distinguer une source de lumière incohérente, ou encore aléatoire (source à distribution statistique super - Poissonnienne), d'une source de lumière cohérente (source à distribution statistique Poissonnienne). Un calcul sur lequel nous reviendrons permet de montrer que le degré de cohérence d'ordre deux $g^{(2)}(\tau)$ est toujours supérieur à 1 pour des sources classiques et que sa valeur en $\tau=0$ est égale à 2 pour des sources chaotiques stationnaires.

43. Dans le cas des sources de lumière discutées ici, le degré de cohérence du second ordre est lié au degré de cohérence du premier ordre. Cela n'est plus vrai dans le cas du "modeless laser" ou "Frequency shifted feedback" laser [DE CHATELLUS et PIQUE \[2009\]](#), non évoqué dans ce manuscrit de thèse.

44. Les théories classique et quantique des champs lumineux amènent aux mêmes conclusions et prédictions pour ce qui concerne les sources chaotiques qui nous intéressent particulièrement dans la suite de ce travail de thèse [LONDON et VON FOERSTER \[1974\]](#).

45. Un processus ergodique est un processus stochastique pour lequel l'étude statistique peut être approchée par l'étude d'une seule réalisation expérimentale ou théorique. Autrement dit, c'est un processus pour lequel les moments statistiques ne dépendent pas du temps auquel est pris l'échantillon.

En considérant le champ électrique complexe de la forme suivante :

$$E(t) = E_0(t)e^{-i\omega_0 t + i\varphi(t)} \quad (3.88)$$

avec, $E_0(t)$ et $\varphi(t)$ qui représentent respectivement les fluctuations en amplitude et en phase, et ω_0 la pulsation centrale de la source. On peut définir de manière simple les fonctions $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$ dans le domaine de Fourier **DE CHATELLUS et PIQUE [2009]** :

$$\begin{aligned} \int g^{(1)}(\tau) d\tau &= \int \langle E(t)E^*(t+\tau) \rangle e^{-i\omega\tau} d\tau \\ &= \left| \int E(t)e^{-i\omega t} dt \right|^2 \\ &= S_{\text{opt}}(\omega) \end{aligned} \quad (3.89)$$

Comme le prédit le théorème de Wiener-Khintchine⁴⁶, on observe alors que la fonction $g^{(1)}(\tau)$ est liée au spectre optique. Dans le cas d'un processus stationnaire, on trouve alors le temps de cohérence de la source τ_c à partir de la largeur du spectre. De même pour la fonction $g^{(2)}(\tau)$ on note :

$$\begin{aligned} \int g^{(2)}(\tau) e^{-i\Omega\tau} d\tau &= \int \langle I(t)I(t+\tau) \rangle e^{-i\Omega\tau} d\tau \\ &= \left| \int E(t)e^{-i\Omega t} dt \right|^2 \\ &= S_{\text{RF}}(\Omega) \end{aligned} \quad (3.90)$$

Ainsi, d'après le théorème de Wiener-Khintchine, la transformée de fourier de la fonction $g^{(2)}(\tau)$ peut être assimilée comme une densité spectrale de puissance. Dans un cas d'analyse, la fonction $g^{(2)}(\tau)$ correspond aux fluctuations temporelles du photo-courant⁴⁷, appelé plus généralement spectre RF. Finalement, on en déduit que les fonctions $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$ peuvent être mesurées indirectement par leur conjuguée de Fourier, et que $g^{(1)}(\tau)$ dépend à la fois des fluctuations de phase et d'amplitude, alors que $g^{(2)}(\tau)$ ne dépend que des fluctuations d'amplitude.

3.6.2 Propriétés de cohérence des sources de lumière usuelles

Dans ce paragraphe, on représente la forme théorique des fonctions $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$ pour trois types de sources de lumière réalisées dans la suite de ce travail de thèse. On veillera également à montrer le lien qui existe entre ces deux fonctions pour les différentes sources de lumière.

Source de lumière aléatoire

On propose ici de décrire les fonctions $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$ pour le cas de sources aléatoires stationnaires (lampe halogène, source d'ASE, ou encore corps noir). Une des principales caractéristiques d'une lumière aléatoire est sa phase. Le modèle décrit par Loudon propose de représenter les propriétés de cohérence d'une telle source par des considérations statistiques sur la phase du champ électrique associé **LOUDON et VON FOERSTER [1974]**. L'amplitude du champ électrique d'une lumière chaotique peut être décrite comme la somme de champs électriques élémentaires produits par un grand nombre d'émetteurs (noté ν) indépendants, de phase $\varphi_i(t)$, et de pulsation de transition ω_0 :

$$\begin{aligned} E(t) &= E_1(t) + E_2(t) + E_3(t) + \dots + E_\nu(t) \\ E(t) &= E_0 e^{-i\omega_0 t} \left(e^{i\varphi_1(t)} + e^{i\varphi_2(t)} + e^{i\varphi_\nu(t)} \right) \\ E(t) &= E_0 e^{-i\omega_0 t} \sum_{i=1}^{\nu} e^{i\varphi_i(t)} \end{aligned} \quad (3.91)$$

46. Le théorème de Wiener-Khintchine énonce que la densité spectrale de puissance d'un processus stochastique stationnaire – au sens large – est analogue à la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation correspondante.

47. Le photocourant est le courant électrique traversant un photo-détecteur qui résulte de l'exposition de ce dernier à une source lumineuse (par exemple une photodiode).

Pour rapprocher les données expérimentales de la théorie, il est nécessaire de normaliser les différentes fonctions par la valeur moyenne du carré de l'intensité $\langle I(t)^2 \rangle = \langle E(t)^2 E^{*2}(t) \rangle$ qui peut être reliée à la valeur moyenne de l'intensité. En exprimant l'intensité à l'aide de l'expression des champs ci-dessus :

$$\langle I(t)^2 \rangle = \langle E(t)^2 E^{*2}(t) \rangle = E_0^4 \left\langle \left| \sum_{i=1}^{\nu} e^{i\varphi_i(t)} \right|^4 \right\rangle \quad (3.92)$$

En ne conservant que les termes conjugués – les seuls qui ne s'annuleront pas – l'expression de la moyenne du carré de l'intensité peut s'écrire en fonction du nombre d'atomes indépendants ν comme **LOUDON et VON FOERSTER [1974]** :

$$\begin{aligned} \langle I(t)^2 \rangle &= \left[E_0^4 \left\langle \left| \sum_{i=1}^{\nu} e^{i\varphi_i(t)} \right|^4 \right\rangle + \sum_{i>j} \left\langle \left| 2e^{i\varphi_i(t)} e^{i\varphi_j(t)} \right|^2 \right\rangle \right] \\ &= E_0^4 (\nu + 2\nu(\nu - 1)) \\ &= \left(2 - \frac{1}{\nu} \right) \langle I(t) \rangle^2 \end{aligned} \quad (3.93)$$

$$\langle I^2(t) \rangle \approx 2 \langle I(t) \rangle^2 \quad \text{pour} \quad \nu \gg 1$$

Calcul du degré de cohérence d'ordre un $g^{(1)}(\tau)$

Il existe différents types de sources aléatoires en fonction de leur spectre (on considère une source chaotique polarisée ici). Un spectre de distribution spectrale Gaussienne est habituellement attribué à un élargissement Doppler de la source, tandis qu'un spectre Lorentzien est à rapprocher d'un modèle collisionnel (non-discuté ici⁴⁸). Dans le cas de l'élargissement Doppler, le calcul de la fonction de cohérence du premier ordre découle de la distribution des fréquences de transitions des émetteurs de la source **LOUDON et VON FOERSTER [1974]** :

$$\langle E^*(t) E(t + \tau) \rangle = E_0^2 \sum_{i,j=1}^{\nu} \left\langle e^{i(\omega_i t - \varphi_i - \omega_j(t + \tau) - \varphi_j)} \right\rangle \quad (3.94)$$

$$\begin{aligned} \langle 2E^*(t) E(t + \tau) \rangle &= E_0^2 \sum_{i,j=1}^{\nu} e^{-i\omega_i \tau} \\ &= \nu E_0^2 \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta^2}} \int_0^{\infty} d\omega_i e^{-i\omega_i t \tau} e^{-\frac{(\omega_0 - \omega_i)^2}{2\Delta^2}} \\ &= \nu E_0^2 e^{-i\omega_0 t \tau - \frac{1}{2}\Delta^2 \tau^2} \quad \text{avec} \quad \Delta = \frac{\sqrt{\pi}}{\tau_c} \end{aligned} \quad (3.95)$$

Où Δ est l'élargissement Doppler (largeur spectrale) et τ_c le temps de cohérence. D'où finalement la fonction $g^{(1)}(\tau)$:

$$g^{(1)}(\tau) = e^{-i\omega_0 \tau - \frac{1}{2}\Delta^2 \tau^2} \quad \text{avec} \quad \Delta = \frac{\sqrt{\pi}}{\tau_c} \quad (3.96)$$

Ainsi, en appliquant le le théorème de Wiener-Khintchine (cf.Eq.3.89), il est possible de déduire le temps de cohérence de la source avec :

48. Tout le long de ce travail de thèse, nous avons travaillé avec des spectres de forme gaussienne.

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} |g^{(1)}(\tau)|^2 d\tau \quad (3.97)$$

De plus, dans le cas de l'élargissement Doppler, la largeur à mi hauteur de la bande passante optique est donnée par, $\Delta\omega = \sqrt{\pi}/\tau_c\sqrt{2\ln(2)}$, ou encore, son équivalent en longueur d'onde pour une bande passante optique étroite : $\Delta\lambda = \lambda^2/(2\pi c)\Delta\omega$.

Calcul du degré de cohérence d'ordre deux $g^{(2)}(\tau)$

Le calcul de la fonction de corrélation d'ordre deux repose sur les mêmes arguments que celui de la fonction du premier ordre $g^{(1)}(\tau)$ où l'on ne retient que les termes associés à leurs complexes conjugués. Les autres termes s'annulent (comme lors de tout calcul de moyenne).

$$\begin{aligned} \langle E^*(t)E^*(t+\tau)E(t+\tau)E(t) \rangle &= \sum_{i=1}^{\nu} \langle E_i^*(t)E_i^*(t+\tau)E_i(t+\tau)E_i(t) \rangle \\ &+ \sum_{i \neq j}^{\nu} \langle E_i^*(t)E_j^*(t+\tau)E_j(t+\tau)E_i(t) \rangle \\ &+ \sum_{i \neq j}^{\nu} \langle E_i^*(t)E_j^*(t+\tau)E_j(t)E_i(t+\tau) \rangle \end{aligned} \quad (3.98)$$

En considérant que tous les atomes sont équivalents, l'expression se simplifie en :

$$\begin{aligned} \langle E^*(t)E^*(t+\tau)E(t+\tau)E(t) \rangle &= \nu \langle E_i^*(t)E_i^*(t+\tau)E_i(t+\tau)E_i(t) \rangle \\ &+ \nu(\nu-1) \left[\langle E_i^*(t)E_i(t) \rangle^2 + |\langle E_i^*(t)E_i(t+\tau) \rangle|^2 \right] \end{aligned} \quad (3.99)$$

Enfin, en supposant que le nombre d'atomes est suffisamment grand, les termes mettant en jeu des paires d'atomes deviennent dominants devant la contribution de ceux à un unique atome :

$$\langle E^*(t)E^*(t+\tau)E(t+\tau)E(t) \rangle = \nu^2 \left[\langle E_i^*(t)E_i(t) \rangle^2 + |\langle E_i^*(t)E_i(t+\tau) \rangle|^2 \right] \quad (3.100)$$

d'où finalement l'expression de $g^{(2)}(\tau)$ suivante :

$$\begin{aligned} g^{(2)}(\tau) &= |g^{(1)}(\tau)|^2 + 1 \\ g^{(2)}(\tau) &= \frac{1}{2} \left(1 + e^{-\pi \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right)^2} \right) \end{aligned} \quad (3.101)$$

Comme illustré sur la Fig 3.26 , la fonction $g^{(2)}(\tau)$ est définie pour $1 \leq g^{(2)}(0)$ et $g^{(2)}(\tau) \leq g^{(2)}(0)$ KUUSELA [2017] avec $g^{(2)}(0) = 2$ et $g^{(2)}(\tau) \rightarrow 1$ quand $\tau \gg \tau_c$ LOUDON et VON FOERSTER [1974]⁴⁹ . La relation précédente est à la base de l'étude des corrélations de photons qui commença en 1956 avec l'expérience de Hanbury Brown et Twiss (HBT) BROWN et TWISS [1956]; PURCELL [1956] et qui prouve la dualité onde-corpuscule de la lumière, émise par Albert Einstein. Ils ont notamment mesuré le temps qui sépare l'arrivée de deux photons issus d'un même faisceau provenant d'une source partiellement cohérente sur deux détecteurs différents et ont mis en évidence un phénomène interprété comme le bunching de photons ou l'arrivée de photons par paquet⁵⁰. A un délai correspondant à 0, la fonction $g^{(2)}(\tau)$ est égale à 2. En terme de statistique de photons, cette relation est la signature du "bunching" de photon. En terme de fluctuation d'intensité, la variance, notée σ^2 du processus obéit à la relation DE CHATELLUS et PIQUE [2009] :

$$\sigma^2 = \langle I(t)^2 \rangle - \langle I(t) \rangle^2 = \langle I(t) \rangle^2 \quad (3.102)$$

49. Domaine de définition de la fonction $g^{(2)}(\tau)$ qui n'est plus vrai dans le cas des sources sub-Poissonniennes qui impliquent une fonction $g^{(2)}(\tau)$ inférieure à l'unité sur un certain intervalle de temps, et ceci est impossible dans le cas d'un état classique de la lumière.

50. Le dispositif HBT permet de mesurer le degré de cohérence du second ordre, et a notamment permis de révéler le temps de cohérence du champ électrique dans une expérience de mesure du diamètre d'une étoile NITYANANDA [2017].

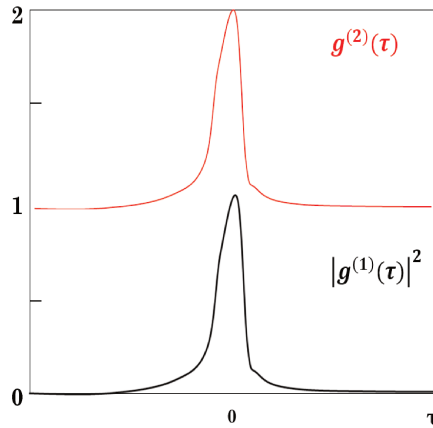


FIGURE 3.26 – Forme graphique théorique des fonctions $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$ pour une source aléatoire (chaotique).

Celle-ci montre que les fluctuations d'intensité d'une source chaotique sont comparables à l'intensité moyenne de la source (noté I_0). Ainsi, cet empilement de photon illustre le fait qu'au sein d'une source aléatoire (chaotique) ou peu cohérente, les photons ne sont pas émis de manière totalement aléatoire. En effet, une corrélation temporelle existe dans le processus d'émission de ces photons. Ce résultat est surprenant si l'on s'attache à décrire le phénomène à l'aide de la théorie quantique. En effet, il met en lumière que les événements futurs vont dépendre des événements passés et présents, et donc le caractère markovien d'ordre 2 d'une source chaotique. Ce comportement ne se retrouve pas avec un laser cohérent où la statistique de photon est poissonnienne et donc purement markovienne⁵¹. La valeur de 1 pour la fonction d'autocorrélation d'un laser prouve cette indépendance au temps, contrairement à celle égale à 2 pour une source ASE chaotique (cf.chapitre 6). La statistique de photons d'un laser peut ainsi sembler plus "aléatoire" que celle d'une source chaotique.

Laser mono-fréquence

Dans le cas d'une source mono-fréquence, un seul mode longitudinal existe. Ainsi, en théorie ce système n'admet pas de fluctuation de phase, et l'amplitude du champ électrique est stabilisée par le gain. On peut écrire le champ électrique de la manière suivante :

$$E(t) = E_0 e^{-i\omega_0 t} \quad (3.103)$$

Les spectres optiques et RF peuvent être considérés comme des fonctions de Dirac⁵². Dans ce cas les fonctions $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$ sont égales à 1 pour n'importe quel délai τ (Fig.3.27). Ci dessous on donne une représentation graphique de ces deux fonctions (Fig.3.27).

Lasers multimode longitudinaux

Dans le cas d'une source laser avec de nombreux modes optiques, on peut considérer que tous les modes optiques n'ont pas la même amplitude et que les interférences entre les modes optiques (qui n'ont pas forcément une relation de phase entre eux) créent également des fluctuations temporelles du champ électrique (fluctuation en phase). On définit ici le champ électrique par **DE**

51. Dans un tel processus, l'information utile pour la prédiction du futur est entièrement contenue dans l'état présent du processus et n'est pas dépendante des états antérieurs (le système n'a pas de « mémoire »). Les processus de Markov portent le nom de leur inventeur, Andreï Markov.

52. Une fonction de Dirac - noté couramment δ - peut être considérée visuellement comme une fonction qui prend une « valeur » infinie en 0, et la valeur zéro partout ailleurs, et dont l'intégrale sur le domaine réel \mathfrak{R} est égale à 1

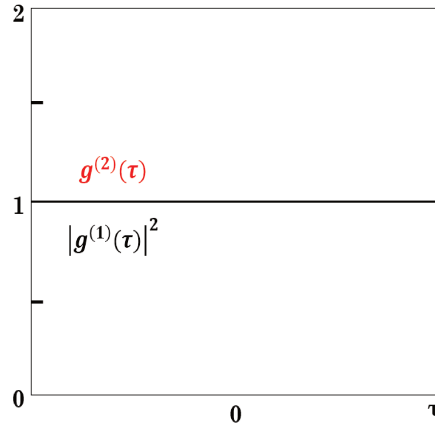


FIGURE 3.27 – Forme graphique théorique des fonctions $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$ pour un laser comportant un seul mode optique d'amplitude stable au cours du temps.

CHATELLUS et PIQUE [2009] :

$$E(t) = E_0 e^{-i\omega_0 t} \sum_{n=-N}^N \zeta(n) e^{in(\delta\omega)t} e^{i\varphi_n(t)} \quad (3.104)$$

avec ω_0 la fréquence angulaire moyenne⁵³ du système, $\zeta(n)$ l'amplitude du $n^{\text{ième}}$ mode, $\delta\omega$ est l'ISL du système laser, et φ_n la phase du $n^{\text{ième}}$ mode. Dans ce cas, les fonctions $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$ prennent des valeurs qui varient périodiquement – entre 0 et 1 pour la fonction $g^{(1)}(\tau)$ et entre 1 et 2 pour la fonction $g^{(2)}(\tau)$ – selon le temps d'aller retour dans la cavité ($\tau_r = \frac{2\pi}{\delta\omega}$).

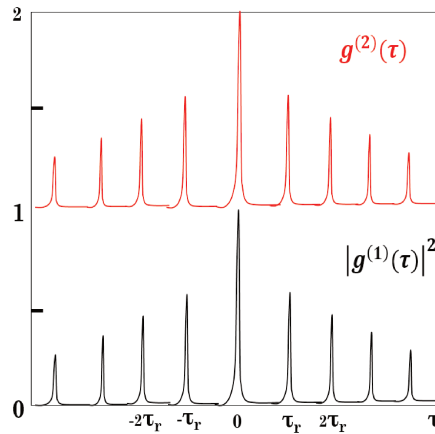


FIGURE 3.28 – Forme graphique théorique des fonctions $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$ pour un laser comportant de nombreux modes optiques : fluctuations de l'amplitude et de la phase des modes au cours du temps.

La largeur temporelle des pics correspond au temps de cohérence du laser tandis que l'amplitude des pics décroît en fonction du temps de cohérence de la phase φ_n . Notons qu'à un délai correspondant à 0, la fonction $g^{(2)}(\tau)$ est égale à 2. Cela est directement le signe que cette source admet du "bunching" de photon ou l'arrivée par paquets de photons.

3.6.3 Statistique des photons de l'émission spontanée amplifiée

Un aspect principal de cette thèse a été le développement de sources de lumière amplifiées aléatoires ASE – en régime CW et impulsif – afin d'étudier l'impact de la cohérence du champ lumineux sur le développement d'amplificateur laser fibré, et la génération d'effets non-linéaires

53. Correspond dans ce système au taux de variation moyen de la phase d'une forme d'onde sinusoïdale.

optiques. Dans ce cadre, un aspect majeur à prendre en compte dans la compréhension de mes expérimentations et la statistique des photons émis. Dans ce paragraphe on discute alors de la statistique des photons émis par ASE.

Par une approche et un modèle faisant appel à la mécanique quantique, les photons émis par type ASE dans un amplificateur optique sont distribués selon la distribution de Bose-Einstein⁵⁴. A l'équilibre thermique, à la température T, la probabilité $p_{BE}(n)$ qu'une harmonique de l'oscillateur soit excitée thermiquement jusqu'à l' $n^{\text{ème}}$ état excité est donnée par le facteur de Boltzmann LOUDON et VON FOERSTER [1974]; WONG et collab. [1998] :

$$p_{BE}(n) = \frac{\exp(-E_n/k_B T)}{\sum_n \exp(-E_n/k_B T)} \quad (3.105)$$

avec k_B la constante de Boltzmann. En utilisant ensuite l'expression du nombre moyen de photons (collectés dans un intervalle de temps généralement donné par l'inverse de la bande passante du détecteur) :

$$\bar{n} = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1} \quad (3.106)$$

avec \hbar la constante de Planck. On peut récrire (3.105) comme :

$$p_{BE}(\bar{n}, n) = \frac{\bar{n}^n}{(1 + \bar{n})^{1+n}} \quad (3.107)$$

Si l'on considère maintenant, une lumière polarisée incidente sur un photodétecteur de bande passante limitée, et une bande passante optique M fois plus large que le temps de réponse inverse du photodétecteur (temps d'intégration du photodétecteur), le processus de Bose – Einstein devient dégénéré par le facteur M (distribution appelée en anglais : " M-fold degenerate Bose-Einstein distribution"). La distribution de probabilité des photons résultante est alors la convolution des distributions individuelles sur n, qui peut être écrite sous la forme fermée suivante MANDEL [1959] :

$$P(n, \bar{n}, M) = \frac{\Gamma(n+M)}{\Gamma(n+1)\Gamma(M)} \left(1 + \frac{M}{\bar{n}}\right)^{-n} \left(1 + \frac{\bar{n}}{M}\right)^{-M} \quad (3.108)$$

où $\Gamma(x)$ est la fonction Gamma. Notons que n and \bar{n} sont respectivement proportionnels à l'intensité instantanée $I(t)$ et moyenne I_{moyen} . La moyenne quadratique (variance) de la fluctuation du nombre de photons peut être également exprimée par l'expression suivante :

$$\langle \Delta n \rangle^2 = \bar{n} + (\bar{n}^2/M) \quad (3.109)$$

D'un point de vue expérimental, le facteur de dégénérescence M dépend alors du temps de réponse du détecteur par rapport au temps réel de cohérence de la source (cf.Eq.(3.96)). De manière équivalente, M est défini par la bande passante électrique de la chaîne de détection, notée β_{el} , ainsi que par la bande passante optique, notée β_{op} . Dans ce cas, en supposant une source lumière chaotique polarisée et avec une densité spectrale de puissance de forme gaussienne, on définit le facteur M comme GOODMAN [2000]; MARTELLI et collab. [2002] :

$$M = \frac{\pi \left(\frac{\beta_{op}}{\beta_{el}}\right)^2}{\exp[-\pi(\beta_{op}/\beta_{el})^2] - 1 + \pi\beta_{op}/\beta_{el} \operatorname{erf}(\sqrt{\pi}\beta_{op}/\beta_{el})} \quad (3.110)$$

Le facteur de dégénérescence M tend vers 1 lorsque $\beta_{op} \ll \beta_{el}$ et converge vers β_{op}/β_{el} pour $\beta_{op} > 10 \beta_{el}$ ⁵⁵. A noter que pour l'ASE non polarisée, le facteur M double par rapport au cas polarisé.

54. Dans la littérature on retrouve souvent le terme de " M-fold degenerate Bose-Einstein distribution". Le facteur M – que l'on explicite dans la suite de notre étude - permet de prendre en compte les limitations de détection de nos outils dans l'approche expérimentale et la modélisation de cette distribution.

55. Dans nos expériences, β_{op} et β_{el} sont comparables.

Commentaire sur la statistique des photons émis par un laser

Il serait trop long de réaliser le travail théorique précédent pour les modèles de distribution des photons émis par les sources lasers : monomode, faiblement multimodes, ainsi que fortement multimodes. Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes focalisés sur la distribution des photons émis par ASE, car par la suite, cela nous a permis de modéliser et de prédire les performances de nos systèmes optiques basés sur les champs lumineux chaotiques. Dans la littérature, GOODMAN [2000]; LOUDON et VON FOERSTER [1974] ou encore KOZLOVSKII et ADASHKO [1993], décrivent de manière très précise les distributions statistiques des photons émis par les sources lasers de différentes constructions modales et de différentes propriétés de cohérence temporelle. Pour la parfaite compréhension de la suite de ce manuscrit et de nos analyses statistiques expérimentales, on propose ici de retenir les éléments suivants :

- La théorie quantique prédit une diminution des fluctuations du nombre de photons dans un régime d'émission qui tend vers un régime laser d'émission laser, i.e. lorsque l'intensité du champ généré augmente, les statistiques du nombre de photons changent. D'après KOZLOVSKII et ADASHKO [1993], en dessous du seuil laser, les photons ont une distribution de Bose-Einstein, au dessus du seuil laser, les photons tendent vers une statistique Poissonnienne qui peut être différente selon le nombre de modes optiques, sub ou super Poissonnienne⁵⁶. Notons cependant que le caractère sub/super Poissonnien est relié à la statistique de comptage pour un temps de mesure donné, et il est alors rattaché à une certaine échelle de temps. Une statistique de photons peut par conséquent être sub-Poissonnienne pour une échelle de temps et devenir super-Poissonnienne à une autre.
- Le moyen de détection linéaire décrit et développé dans la suite de ce travail de thèse, peut être utilisé pour toutes les sources de lumières. Dans une approche de justesse expérimentale, par rapport à l'observation des sur-intensités admises par une source de lumière donnée, seul le respect d'un ratio β_{op}/β_{el} le plus proche possible de 1 est à prendre en compte (cf.section 4.2). Il n'est pas nécessaire de modéliser la distribution statistique des photons émis – comme nous le faisons dans le cas des photons ASE dans ce manuscrit – pour pouvoir discuter de la stabilité en intensité d'un champ lumineux (selon sa construction modale par exemple).

3.6.4 Impact de la cohérence du champ lumineux sur la génération d'effets non-linéaires

La théorie de la perturbation au premier ordre prédit qu'un processus induit par un champ d'intensité I et interagissant avec un milieu non linéaire de susceptibilité d'ordre $\chi^{(n)}$, varie comme I^n . En comparaison d'une source laser mono-fréquence (monochromatique) d'intensité moyenne I_{moyen} égale, une source stochastique type ASE, génère un couplage non linéaire plus efficace. En effet, la source stochastique peut provoquer un couplage non linéaire plus efficace en raison de l'occurrence aléatoire de structures temporelles de haute intensité. En considérant la distribution de Bose-Einstein $P(I)$ pour les champs lumineux chaotiques (cf.Eq.(3.108)), l'amélioration du couplage non linéaire pour les processus d'ordre n peut être défini comme :

$$\int_0^{\infty} \left(\frac{I}{I_{moyen}} \right)^n P(I) dI = \int_0^{\infty} \left(\frac{I}{I_{moyen}} \right)^n \frac{1}{I_{moyen}} \exp\left(\frac{-I}{I_{moyen}} \right) dI = \Gamma(n+1) = n!, \quad \forall n > 0 \quad (3.111)$$

Comme LOUDON et VON FOERSTER [1974] le prédisent dans leur ouvrage, on peut s'attendre à une augmentation considérable de l'effet non-linéaire (à l'ordre $n!$) en utilisant des sources de lumières chaotiques (type ASE) au lieu de sources cohérentes de même intensité moyenne I_{moyen} . Si l'on considère par exemple le processus de génération de la deuxième harmonique, on peut

56. En mathématiques, une distribution super-Poissonnienne (facteur de Mandel > 0) est une distribution de probabilité qui a une variance plus grande qu'une distribution de Poisson avec la même moyenne. Inversement, une distribution sub-Poissonnienne (facteur de Mandel < 0) a une variance plus petite.

améliorer l'efficacité d'un facteur 2. Si l'on considère maintenant le processus de FWM en $\chi^{(3)}$, on atteint théoriquement le seuil de génération de FWM⁵⁷ avec 6 fois moins d'intensité moyenne qu'avec une source mono-fréquence. L'amélioration du couplage non-linéaire avec les sources de lumière incohérentes est déjà bien connu LECOMPTE et collab. [1975]; SPASIBKO et collab. [2017], mais il souffre de limitations qui ont été étudiées dans la littérature pour de nombreux processus non linéaires CHMELA [1985]; DUDLEY et collab. [2010]; LECOMPTE et collab. [1975]; SPASIBKO et collab. [2017]. En effet, la propagation de pics de haute intensité dans les fibres et les cristaux non linéaires peut détériorer ce chiffre. Si l'on prend l'exemple d'une fibre optique, selon l'équation (3.111), on peut également améliorer l'auto-modulation de phase qui est un effet non-linéaire en $\chi^{(3)}$ et que l'on cherche généralement à éviter ou diminuer au profit d'un autre effet non-linéaire. Ainsi, l'auto-modulation de phase couplée à la dispersion peut affecter de manière significative les structures temporelles de haute intensité, réduisant le facteur d'amélioration. Il convient également de préciser que l'équation (3.111) exclue les conditions de saturation et d'accord de phase, et doit donc être considérée comme une valeur maximale d'amélioration.

3.7 Conclusion du chapitre

Dans ce premier chapitre, j'ai donné l'ensemble des éléments théoriques permettant de comprendre les différentes actions réalisées dans ces travaux de thèse. D'une part, j'ai développé les aspects d'amplification et de guidage de la lumière dans les fibres optiques dopées aux ions ytterbium pour les applications laser. Ces éléments nous permettront de comprendre les différents développements de sources de lumière – laser ou simplement stimulées – en régime CW ou impulsionnel. D'autre part, j'ai également abordé les phénomènes d'optique non-linéaire qui peuvent se produire, et parfois même recherchés, dans les fibres optiques lorsque que ces dernières sont soumises à des champs lumineux intenses. Enfin, les aspects de propriétés de cohérence des champs lumineux, évoqués dans ce chapitre, permettront d'approfondir mon analyse des sources de lumière développées. Nous verrons que cette étude me permet notamment de relier certaines observations expérimentales aux propriétés de cohérence temporelle du champ électrique.

57. On rappelle que les effets non-linéaires dans en $\chi^{(3)}$ dans les fibres optiques sont des effets à seuil.

3.8 Références

- AGRAWAL, G. 2013, «Chapter 10 - Four-Wave Mixing», dans *Nonlinear Fiber Optics (Fifth Edition)*, édité par G. Agrawal, fifth edition éd., Optics and Photonics, Academic Press, Boston, p. 397–456, doi :<https://doi.org/10.1016/B978-0-12-397023-7.00010-3>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780123970237000103>. 70
- AGRAWAL, G. P. 2001, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press. xi, 36, 37, 38, 39, 47, 57, 65, 66, 67, 68, 69, 70, 72
- A.W.SNYDER et J.LOVE. 1983, *Optical Waveguide Theory*, Chapman and Hall. 58
- BIRKS, T. A., J. C. KNIGHT et P. S. J. RUSSELL. 1997, «Endlessly single-mode photonic crystal fiber», *Opt. Lett.*, vol. 22, n° 13, doi :10.1364/OL.22.000961, p. 961–963. URL <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-22-13-961>. 43, 45
- BOULLET, J., Y. ZAOATER, R. DESMARCHELIER, M. CAZAUX, J. SABY, R. BELLO-DOUA et E. CORMIER. 2008, «Level Photonic Crystal Fiber Laser», *Society*, vol. 16, n° 22, p. 17 891–17 902. 62
- BRECHET, F., P. ROY, J. MARCOU et D. PAGNOUX. 2000, «Single-mode propagation into depressed-core-index photonic-bandgap fibre designed for zero-dispersion propagation at short wavelengths», *Electronics Letters*, vol. 36, n° 6, doi :10.1049/el:20000418, p. 514–515, ISSN 0013-5194. 44
- BROWN, R. H. et R. Q. TWISS. 1956, «Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light», *Nature*, vol. 177, n° 4497, doi :10.1038/177027a0, p. 27–29, ISSN 1476-4687. URL <https://doi.org/10.1038/177027a0>. 76
- CASPERSON, L. 1974, «Mode stability of lasers and periodic optical systems», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 10, n° 9, doi :10.1109/JQE.1974.1068485, p. 629–634, ISSN 1558-1713. 49
- CHMELA, P. 1985, «Dependence of multi-photon absorption efficiency on photon statistics», *Optical and Quantum Electronics*, vol. 17, n° 1, doi :10.1007/BF00619990, p. 23–30, ISSN 03068919. 81
- DE CHATELLUS, H. G. et J. P. PIQUE. 2009, «Coherence properties of modeless lasers», *Proceedings of Science*, vol. 101, n° 08, doi :10.22323/1.101.0008, ISSN 18248039. 73, 74, 76, 77
- DELAGNES, J.-C. et CO. 2018, «High-power widely tunable ps source in the visible light based on four wave mixing in optimized photonic crystal fibers», *Opt. Express*, vol. 26, n° 9, doi :10.1364/OE.26.011265, p. 11 265–11 275. URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-26-9-11265>. 38, 71, 72
- DIAMENT, P. 1990, *Wave Transmission and Fiber Optics*, Macmillan, New York. 36
- D.MARCUSE. 1991, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Academic Press Limited. 40, 41, 43
- DUBRASQUET, R. 2014, «Etude et développement de sources laser à fibre dopées Ytterbium émettant à des longueurs d'ondes exotiques pour des applications industrielles et médicales To cite this version : HAL Id : tel-02164591», . 60
- DUDLEY, J. M., C. FINOT, G. MILLOT, J. GARNIER, G. GENTY, D. AGAFONTSEV et F. DIAS. 2010, «Extreme events in optics : Challenges of the MANUREVA project», *The European Physical Journal Special Topics*, vol. 185, n° 1, doi :10.1140/epjst/e2010-01243-x, p. 125–133, ISSN 1951-6401. URL <https://doi.org/10.1140/epjst/e2010-01243-x>. 81
- E.COLLET. 1993, *Polarized Light : Fundamentals and Applications*, Optical engineering. 54

- ETZEL, H. W., H. W. GANDY et R. J. GINTHER. 1962, «Stimulated Emission of Infrared Radiation from Ytterbium Activated Silicate Glass», *Applied Optics*, vol. 1, n° 4, doi :10.1364/ao.1.000534, p. 534, ISSN 0003-6935. 58
- FU, L., H. A. MCKAY et L. DONG. 2009, «Extremely large mode area optical fibers formed by thermal stress», vol. 17, n° 14, p. 11 782–11 793. 47
- GINDRE, D., H. MAILLOTTE, J. MONNERET, E. LANTZ et C. FROEHLI. 1994, «Coherent picosecond parametric amplification through a Kerr-induced index grating in a single-mode fiber», *Optics Communications*, vol. 112, n° 1-2, doi :10.1016/0030-4018(94)90082-5, p. 75–79, ISSN 00304018. 69
- GLAUBER, R. J. 1963, «The quantum theory of optical coherence», *Physical Review*, vol. 130, n° 6, doi :10.1103/PhysRev.130.2529, p. 2529–2539, ISSN 0031899X. 73
- GOMEZ-CASTELLANOS, I. et R. M. RODRIGUEZ-DAGNINO. 2007, «Intensity distributions and cutoff frequencies of linearly polarized modes for a step-index elliptical optical fiber», *Optical Engineering*, vol. 46, n° 4, doi :10.1117/1.2719698, p. 1–11. URL <https://doi.org/10.1117/1.2719698>. x, 41, 42
- GOODMAN, J. 2000, *Statistical Optics*, John Wiley and Sons, New York. 79, 80
- HODGSON., N. 2005, *Laser resonators and beam propagation*, Springer Series in Optical Sciences. 50
- ISO. 2005, *Lasers and laser-related equipment. Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios*, ISO Standard 11146. 53
- J.JOANNOPOULOS, A. J., R. MEADE. 1995, *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light*, Princeton University Press. 43, 46
- J.P.YEHOUESSI. 2016, *Modélisation et caractérisation de fibres de Bragg pixélisées pour application aux lasers intenses*, thèse de doctorat, Université de Lille 1-Sciences et technologies. 46, 47
- KIRCHHOF, J. et S. UNGER. 1999, «Codoping Effects in Fibers for Active Applications», dans *Optical Fiber Communication Conference and the International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication*, Optical Society of America, p. WM1. URL <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=OFC-1999-WM1>. 60
- KNIGHT, J. C., T. A. BIRKS, R. F. CREGAN et P. S. J. RUSSELL. 1998a, «Large Mode Area Photonic Crystal Fiber», *Opt. Photon. News*, vol. 9, n° 12, doi :10.1364/OPN.9.12.000034, p. 34–35. URL <http://www.osa-opn.org/abstract.cfm?URI=opn-9-12-34>. 47
- KNIGHT, J. C., T. A. BIRKS, P. S. J. RUSSELL et J. P. DE SANDRO. 1998b, «Properties of photonic crystal fiber and the effective index model», *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 15, n° 3, doi :10.1364/josaa.15.000748, p. 748, ISSN 1084-7529. 43
- KOESTER, C. J. et E. SNITZER. 1964, «Amplification in a Fiber Laser», vol. 3, n° 10, doi :10.1364/oa.1997.rp1, p. RP1. 58
- KOZLOVSKII, A. et J. ADASHKO. 1993, «Fluctuation of number of photons in a multimode laser», *Journal of experimental and theoretical physics (Print)*, vol. 77, n° 3, p. 393–405, ISSN 1063-7761. 80
- KUUSELA, T. A. 2017, «Measurement of the second-order coherence of pseudothermal light», *American Journal of Physics*, vol. 85, n° 4, doi :10.1119/1.4975212, p. 289–294, ISSN 0002-9505. URL <http://dx.doi.org/10.1119/1.4975212>. 76

- LAVOUTE, L., J. C. KNIGHT, P. DUPRIEZ et W. J. WADSWORTH. 2010, «High power red and near-IR generation using four wave mixing in all integrated fibre laser systems», *Optics Express*, vol. 18, n° 15, doi :10.1364/oe.18.016193, p. 16 193, ISSN 1094-4087. 71
- LECOMPTE, C., G. MAINFRAY, C. MANUS et F. SANCHEZ. 1975, «Laser temporal-coherence effects on multiphoton ionization processes», *Physical Review A*, vol. 11, n° 3, doi :10.1103/PhysRevA.11.1009, p. 1009–1015, ISSN 10502947. 81
- LIMPERT, J., A. LIEM, M. REICH, T. SCHREIBER, S. NOLTE, H. ZELLMER, A. TÜNNERMANN, J. BROENG, A. PETERSSON et C. JAKOBSEN. 2004, «ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier», vol. 12, n° 7, p. 1313–1319. 47
- LOUDON, R. et T. VON FOERSTER. 1974, «The Quantum Theory of Light», *American Journal of Physics*, vol. 42, n° 11, doi :10.1119/1.1987930, p. 1041–1042, ISSN 0002-9505. 70, 73, 74, 75, 76, 79, 80
- MANDEL, L. 1959, «Fluctuations of photon beams : The distribution of the photo-electrons», *Proceedings of the Physical Society*, vol. 74, n° 3, doi :10.1088/0370-1328/74/3/301, p. 233–243, ISSN 03701328. 79
- MARTELLI, P., S. M. PIETRALUNGA et M. MARTINELLI. 2002, «Amplified spontaneous emission at dense wavelength-division multiplexing regime : Direct detection of photon statistics», *Conference Proceedings - Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting-LEOS*, vol. 1, n° 3, doi : 10.1109/leos.2002.1133969, p. 145–146, ISSN 10928081. 79
- MARTIAL, I., D. PAPADOPOULOS, M. HANNA, F. DRUON et P. GEORGES. 2009, «Generation of 49 fs, 41 MW peak power pulses from fiber laser using nonlinear compression in rod type fiber», doi :10.1109/CLEOE-EQEC.2009.5196432, p. 1. 59
- MUSSOT, A. 2004, *Amplification paramétrique dans les fibres optiques pour les télécommunications à haut débit*, thèse de doctorat. URL <http://www.theses.fr/2004BESA2024>, thèse de doctorat dirigée par Maillotte, Hervé Sciences pour l'ingénieur Besançon 2004. 71
- NILSSON, J., J. D. MINELLY, R. PASCHOTTA, A. C. TROPPER et D. C. HANNA. 1998, «Ring-doped cladding-pumped single-mode three-level fiber laser», vol. 23, n° 5, p. 355–357. 63
- NITYANANDA, R. 2017, «Measuring the sizes of stars : Fringe benefits of interferometry», *Resonance*, vol. 22, n° 7, doi :10.1007/s12045-017-0509-7, p. 645–657, ISSN 0973712X. 76
- PASCHOTTA, R., J. NILSSON, A. C. TROPPER et D. C. HANNA. 1997, «Ytterbium-doped fiber amplifiers», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, n° 7, doi :10.1109/3.594865, p. 1049–1056, ISSN 1558-1713. 59, 61
- P.CALVET. 2014, *Mise en forme spatiale dans une fibre optique microstructurée pour la réalisation d'amplificateurs lasers tout fibrés pour les pilotes des lasers de puissance*, thèse de doctorat, Université de Lille 1-Sciences et technologies. 53
- PURCELL, E. M. 1956, «The question of correlation between photons in coherent light rays», *Nature*, vol. 178, n° 4548, doi :10.1038/1781449a0, p. 1449–1450, ISSN 00280836. 76
- PUREUR, V. 2009, *Modélisation et caractérisation de fibres à guidage par bandes interdites photoniques à coeur solide*, thèse de doctorat. URL <http://www.theses.fr/2009LIL10003/document>. 71
- RENVERSEZ, G., F. BORDAS et B. T. KUHLMMEY. 2005, «Second mode transition in microstructured optical fibers : determination of the critical geometrical parameter and study of the matrix refractive index and effects of cladding size», *Optics Letters*, vol. 30, n° 11, doi :10.1364/OL.30.001264, p. 1264–1266. 44

- RICHARDSON, D. J., J. NILSSON et W. A. CLARKSON. 2010, «High power fiber lasers : current status and future perspectives [Invited]», *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 27, n° 11, doi :10.1364/josab.27.000b63, p. B63, ISSN 0740-3224. 59
- SAITOH, K., Y. TSUCHIDA, M. KOSHIBA et N. A. MORTENSEN. 2005, «Endlessly single-mode holey fibers : the influence of core design», *Optics Express*, vol. 13, n° 26, doi :10.1364/opex.13.010833, p. 10 833, ISSN 1094-4087. 44
- SCHAWLOW, A. L. et C. H. TOWNES. 1958, «Infrared and Optical Masers», *Phys. Rev.*, vol. 112, n° 6, doi :10.1103/PhysRev.112.1940, p. 1940–1949. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.112.1940>. 49
- SHEN, Y. R. 1984, *Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York. 37
- S.HUARD. 1997, *Polarization of Light*, John Wiley and Sons. 54
- SIEGMAN, A. E. 1986, *Lasers*, University Science Books, Stanford University. 50, 52, 53
- SIEGMAN, A. E. 1998, «How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality», dans *DPSS (Diode Pumped Solid State) Lasers : Applications and Issues*, Optical Society of America, p. MQ1, doi :10.1364/DLAI.1998.MQ1. URL <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=DLAI-1998-MQ1>. 53
- SINGH, R. 2002, «C. V. Raman and the Discovery of the Raman Effect», *Physics in Perspective*, vol. 4, n° 4, doi :10.1007/s000160200002, p. 399–420, ISSN 14226944. 67
- SPASIBKO, K. Y., D. A. KOPYLOV, V. L. KRUTYANSKIY, T. V. MURZINA, G. LEUCHS et M. V. CHEKHOVA. 2017, «Multiphoton Effects Enhanced due to Ultrafast Photon-Number Fluctuations», *Physical Review Letters*, vol. 119, n° 22, doi :10.1103/PhysRevLett.119.223603, p. 1–5, ISSN 10797114. 81
- STARK, S. P., F. BIANCALANA, A. PODLIPENSKY et P. ST. J. RUSSELL. 2011, «Nonlinear wavelength conversion in photonic crystal fibers with three zero-dispersion points», *Phys. Rev. A*, vol. 83, n° 2, doi :10.1103/PhysRevA.83.023808, p. 23 808. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.83.023808>. 71
- STUTZKI, F., F. JANSEN, A. LIEM, C. JAUREGUI, J. LIMPET et A. TÜNNERMANN. 2012, «26 mJ, 130 W Q-switched fiber-laser system with near-diffraction-limited beam quality», *Optics Letters*, vol. 37, n° 6, doi :10.1364/ol.37.001073, p. 1073, ISSN 0146-9592. 59
- V.PUREUR. 2009, *Modélisation et caractérisation de fibres de fibres à guidage par bandes interdites photonique à coeur solide*, thèse de doctorat, Université de Lille 1-Sciences et technologies. 46
- W.DEMTRÖDER. 1981, *Fundamental Principles of Lasers, Basic Concepts and Instrumentation*, Springer Series in Chemical Physics book series (CHEMICAL, volume 5), Fachbereich Physik, Universität Kaiserslautern, Kaiserslautern, Fed. Rep. of Germany. 50
- WONG, W. S., H. A. HAUS, L. A. JIANG, P. B. HANSEN et M. MARGALIT. 1998, «Photon statistics of amplified spontaneous emission noise in a 10-Gbit/s optically preamplified direct-detection receiver», *Opt. Lett.*, vol. 23, n° 23, doi :10.1364/OL.23.001832, p. 1832–1834. URL <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-23-23-1832>. 79
- YARIV, A. 1997, *Optical Electronics in Modern communications, Fifth Edition*, Oxford University Press. 42
- ZERVAS, M. N. 2014, «High power ytterbium-doped fiber lasers - Fundamentals and applications», *International Journal of Modern Physics B*, vol. 28, n° 12, doi :10.1142/S0217979214420090, ISSN 17936578. 59
- ZHU, J., P. ZHOU, Y. MA, X. XU et Z. LIU. 2011, «Power scaling analysis of tandem-pumped Yb-doped fiber lasers and amplifiers», vol. 19, n° 19, p. 2489–2494. 59

Chapitre 4

Réalisation et étude de sources de lumière en régime continu sur le domaine de l'Ytterbium

*« Et c'est là que jadis, à quinze ans
révolus
A l'âge où s'amuser tout seul ne
suffit plus
Je connus la prime amourette
Auprès d'une sirène, une
femme-poisson
Je reçus de l'amour la première
leçon
Avalai la première arête »*

Georges Brassens

Sommaire

4.1 Introduction du chapitre	89
4.2 Analyse temporelle de l'intensité d'un champ lumineux : détection linéaire	89
4.2.1 Principe de la détection linéaire	89
4.2.2 Modèle de Bose-Einstein	90
4.2.3 Comparaison du modèle de Bose-Einstein avec un modèle issu de la mécanique classique	91
4.3 Réalisation d'un oscillateur laser fibré accordable en longueur d'onde en régime multimode	92
4.3.1 Dispositif expérimental	92
4.3.2 Analyse du système	92
4.4 Réalisation expérimentale d'un oscillateur laser fibré monofréquence accordable en longueur d'onde	99
4.4.1 Etat de l'art sur les sources monofréquence fibrés ou compacts	99
4.4.2 Principe théorique de la technique dite des cavités composées passives	100
4.4.3 Résultats expérimentaux	104
4.4.4 Conclusion	116
4.5 Réalisation expérimentale d'une source de lumière stochastique basée sur la génération d'ASE dans des fibres optiques dopées aux ions Ytterbium	117
4.5.1 Schéma expérimental de l'injecteur ASE	117
4.5.2 Résultats Expérimentaux	118
4.5.3 Conclusion	122
4.6 Conclusion du chapitre	122

4.7 Références 124

4.1 Introduction du chapitre

Au cours de ce travail de thèse, le développement d'oscillateurs laser émettant autour de 1,03 μm en régime continu et ayant différentes constructions modales (cf.3.3), a eu deux principaux objectifs. D'une part, il s'agissait de fournir un injecteur laser fibré accordable en longueur d'onde. Cela afin d'injecter l'amplificateur laser commerciale IRISIÔME (présenté en 5.2.3), et in fine, obtenir une source pulsée entièrement fibrée [ps](#) accordable en longueur d'onde entre 1020 et 1050 nm. D'autre part, en lien avec les notions théoriques présentées en section 3.6, il convenait d'étudier l'impact de la construction modale des oscillateurs laser – de la source la plus pure spectralement (monolithique) à celle la plus chaotique (source [ASE](#)) – sur la cohérence temporelle du champ lumineux. Le but final étant de comprendre l'influence de la cohérence temporelle du champ électrique sur la génération d'effets non-linéaires optiques (cf.chapitre 6). En lien avec les problématiques évoquées plus haut, je présente dans ce chapitre les oscillateurs laser et injecteurs que j'ai réalisés et caractérisés. De plus, afin de caractériser les fluctuations en intensité des oscillateurs développés, je présente également une méthode de caractérisation que j'ai mis au point dans le cadre de ces travaux de thèse. Cette méthode s'appuie sur la représentation des fluctuations en intensité à travers la fonction de densité de probabilité (Probability density function [PDF](#)). On compare ensuite la forme prise par cette fonction, à la forme théorique de la distribution de Bose-Einstein (cf.section 3.6.3), afin de conclure sur le caractère aléatoire (ou stochastique) des sources de lumière stimulées.

4.2 Analyse temporelle de l'intensité d'un champ lumineux : détection linéaire

En section 3.6 de cette thèse, j'ai explicité théoriquement les propriétés de cohérence de différents champs lumineux. Un moyen d'accéder à ces propriétés, d'un point de vue expérimental, est d'étudier la répartition statistique des photons au cours du temps selon leur variation en intensité. De cette manière, il est alors possible de donner une représentation statistique à travers le tracé de la fonction de densité de probabilité ([PDF](#)) qui représente les classes d'intensités que peuvent atteindre les photons par rapport à l'intensité moyenne du système (I/I_{moyen}). Pour ce faire, je propose ici un moyen simple de détection linéaire qui utilise un photodétecteur couplé à un oscilloscope. L'approche de la réalité physique à travers cette mesure va dépendre du ratio entre la bande passante optique (liée à la largeur du spectre, notée β_{op}) et la bande passante électronique (liée à la bande passante électronique de la chaîne de détection, notée β_{el}). En effet, comme explicité ci-dessous, il est nécessaire de maintenir ce ratio proche de 1 afin que la mesure et la fonction de densité de probabilité (cf.[PDF](#)) soient pertinentes. De plus, nous verrons qu'il est possible de modéliser la distribution statistique des photons à l'aide la théorie de Bose-Einstein (cf.4.2.2), et également, à l'aide d'un modèle tiré de la mécanique classique (Annexe B).

4.2.1 Principe de la détection linéaire

Un moyen simple de détecter les variations en intensité que peut présenter un signal, est de collecter le signal désiré à travers un photodétecteur. En effet, le photodétecteur convertit un signal lumineux en un courant électrique mesurable, notamment à l'aide d'un oscilloscope, et permet alors de détecter les variations d'intensité lumineuse à travers les variations de tension électrique. Cependant, il convient de respecter un critère fondamental pour que l'approche de la réalité physique soit correcte, à savoir, le maintien d'un ratio $\beta_{\text{op}}/\beta_{\text{el}}$ le plus proche possible de 1. Nous verrons en Fig.4.9 l'impact du non-respect de ce ratio sur l'observation des [PDF](#), et par suite, sur les conclusions faites sur la stabilité temporelle en intensité d'une source de lumière. Dans le cadre de cette thèse, la bande passante électrique de la chaîne de détection la plus haute que l'on atteint est de 8,4 GHz. Cette bande passante correspond à l'utilisation d'une photodiode linéaire

InGaAs PIN, ayant une bande passante électronique allant de 60 kHz à 40 GHz¹, couplée à un oscilloscope " Tektronix" 4 voies temps réel (20 GS/s de taux d'enregistrement) de 8,40 GHz de bande passante. La bande passante optique correspondante afin d'atteindre un ratio proche de 1 est de 30 pm. Le filtre le plus fin à notre disposition dans ce travail de thèse permet de filtrer le signal optique sur une largeur maximum de 60 pm. Cela correspond à un ratio proche de 2. On constatera, notamment en comparant nos données expérimentales par rapport aux modèles théoriques étudiés et simulés ici, que ce ratio permet une approche non-erronée de la fluctuation temporelle en intensité des photons au sein des champs lumineux incohérents.

4.2.2 Modèle de Bose-Einstein

Nous avons vu en section 3.6.3 que les propriétés stochastiques d'une source lumineuse d'émission spontanée stimulée (ASE) peuvent être décrites par un modèle statistique. Il a été établi à partir d'une approche par la mécanique quantique, que la distribution de probabilité de comptage de photons mesuré correspond à une distribution de Bose-Einstein dégénérée par le facteur M : Eq.(3.108) et Eq.(3.110). De façon à simuler la statistique de Bose-Einstein et d'améliorer le temps de calcul de la simulation², nous avons simplifié l'expression Eq.(3.108) par :

$$P(n, \bar{n}, M) = \frac{\Gamma(n+M)}{\Gamma(n+1)\Gamma(M)} \left(1 + \frac{M}{\bar{n}}\right)^{-n} \left(1 + \frac{\bar{n}}{M}\right)^{-M} \approx \frac{1}{\bar{n}} \left(\frac{n}{\bar{n}}\right)^{M-1} \left(\frac{M^M}{\Gamma(M)}\right) \exp\left(-\frac{M \cdot n}{\bar{n}}\right) \quad (4.1)$$

où $\Gamma(x)$ est la fonction Gamma. Notons que n and \bar{n} sont respectivement proportionnels à l'intensité instantanée $I(t)$ et moyenne I_{moyen} . Le facteur de dégénérescence M tend vers 1 lorsque $\beta_{\text{op}} \ll \beta_{\text{el}}$ et converge vers $\beta_{\text{op}}/\beta_{\text{el}}$ pour $\beta_{\text{op}} > 10\beta_{\text{el}}$ ³. En Fig. 4.1 je représente deux exemples de distribution de Bose-Einstein dégénérée simulés à l'aide de la théorie de Bose-Einstein, i.e. on trace la fonction Eq.(4.1) $P(n, \bar{n}, M)$ en faisant en fixant un facteur M .

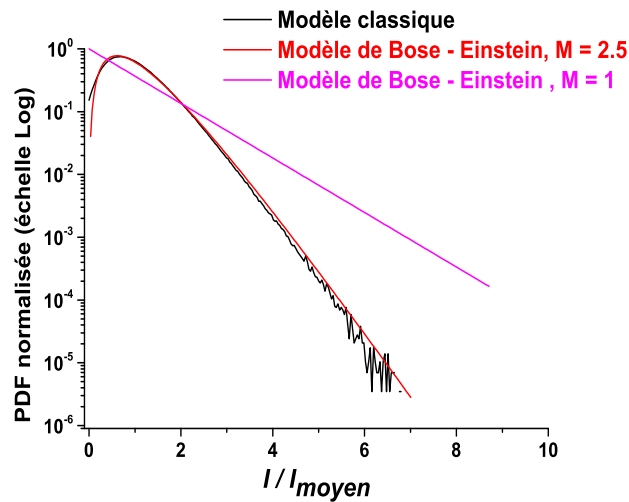


FIGURE 4.1 – Superposition de la distribution de Bose-Einstein dégénérée, simulée pour deux facteurs M différents, et d'une fonction de densité de probabilité (PDF) obtenue par la simulation d'un modèle issu de la mécanique classique. Courbe noire : PDF obtenue via le modèle dit "classique" pour un facteur M pris égal à 2,5. Courbe rouge : fonction obtenue à partir du modèle de distribution statistique de Bose - Einstein pour $M = 2,5$. Courbe magenta : fonction obtenue à partir du modèle de distribution statistique de Bose - Einstein pour $M = 1$.

1. Modèle de photodiode fibré "Optilab PD-40".

2. Les simulations sont réalisées à l'aide du langage de programmation Python. On prend 1 million de points pour chaque simulation car c'est le nombre de point que l'on enregistre de façon expérimentale avec l'oscilloscope : 20 GS/s (50 picosecondes) de taux d'enregistrement sur 500 μ s de temps d'acquisition à 8.4 GHz de résolution.

3. Dans nos expériences, β_{op} et β_{el} sont comparables.

Les fonctions en rouge et magenta en Fig.4.1, correspondent respectivement à une distribution théorique de Bose-Einstein dégénérée par un facteur $M = 2,5$ et $M = 1$. La courbe rouge correspond au cas expérimental où la détection en intensité est "déformée" par le temps de réponse du photodétecteur⁴. La courbe magenta correspond au cas théorique parfait. La décroissance exponentielle représentée par cette dernière courbe (décroissance linéaire en échelle logarithme) révèle que la lumière ASE suit bien la loi de Planck, caractéristique des sources de lumières aléatoires (chaotiques) non-Markoviennes LOUDON [2000].

4.2.3 Comparaison du modèle de Bose-Einstein avec un modèle issu de la mécanique classique

Comme explicité en section 3.6.3, la distribution de Bose-Einstein est une approche de la mécanique quantique LOUDON [2000] qui permet de parfaitement décrire la distribution statistique des photons. Cependant, ce modèle ne prend pas en considération la dépendance temporelle de l'amplitude et de la phase. Par conséquent, cette distribution ne permet pas d'accéder à l'intensité du champ électrique, et par suite, à la cohérence temporelle du champ électrique. Ainsi, au cours de cette thèse, nous avons développé un modèle numérique de représentation des fluctuations en intensité qu'admet une source de lumière chaotique du type ASE⁵. Une description détaillée du modèle est rapportée en annexe B de ce manuscrit. Le modèle considère la source de lumière comme un rayonnement stochastique résultant de la superposition incohérente d'un grand nombre de modes spectraux discrets couvrant le spectre du signal ASE. Contrairement à un rayonnement laser généré dans une cavité optique, une source ASE fournit un spectre continu. Afin d'imiter cette dernière propriété, notre modèle discrétise la distribution de fréquence de champ avec une très forte densité de mode SMIRNOV et CHURKIN [2013]. De plus, chaque «mode» discret est affecté par une phase choisie au hasard. Enfin, le modèle est affiné en incluant la bande passante de détection limitée du récepteur temporel (facteur M dans la définition de la distribution de Bose-Einstein dégénérée). En Fig.4.1, on rapporte en noir la fonction de densité de probabilité (PDF) obtenue via le modèle dit "classique" pour un facteur M égal à 2,5. On constate une parfaite adéquation entre la courbe rouge et la courbe noire. Le modèle classique ainsi que la distribution de Bose-Einstein théorique se superposent parfaitement. On en conclut alors que le modèle "classique" développé, permet de simuler une distribution statistique de type Bose-Einstein dégénérée d'un facteur M . Nous verrons en chapitre 6 de cette thèse que ce modèle m'a notamment permis de prédire de manière extrêmement fidèle le temps de cohérence temporelle de la source stochastique picoseconde développée.

4. Dans un cas idéal théorique, il faudrait que la bande passante électronique de la chaîne de détection soit infinie afin d'être sûr de ne rater aucun événement. Dans un cas pratique, cela est bien évidemment impossible.

5. Ce modèle a été développé par Denis Marion, Ingénieur/Chercheur CEA détaché au laboratoire CELIA.

4.3 Réalisation d'un oscillateur laser fibré accordable en longueur d'onde en régime multimode

4.3.1 Dispositif expérimental

Nous avons vu en section 3.4 que les fibres amplificatrices dopées aux ions Ytterbium permettent d'émettre de la lumière stimulée sur une large gamme en longueur d'onde. Une première réalisation que j'ai faite a été l'intégration d'une fibre dopée Ytterbium comme milieu amplificateur au sein d'un oscillateur fibré émettant en régime continu autour de $1,03 \mu\text{m}$. Cette réalisation est présentée en Fig.4.2. Je rapporte une photo de cette oscillateur en annexe D.

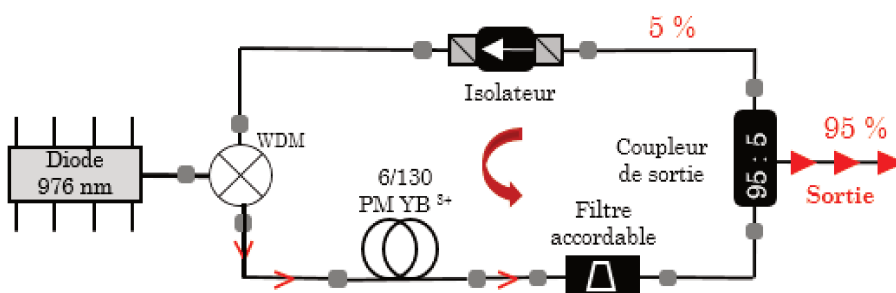


FIGURE 4.2 – Représentation schématique d'un oscillateur laser ayant une architecture en anneau entièrement fibré, et émettant à $1,03 \mu\text{m}$. WDM= Wavelength Division Multiplexor, 6/125 PM Yb³⁺ = modèle de fibre PM et dopée aux ions ytterbium. Le coeur fait $6 \mu\text{m}$ de diamètre (MFD @ $1060 \text{ nm} = 7,5 \mu\text{m}$) pour une gaine $125 \mu\text{m}$. Le pompage optique se fait par le coeur.

Ainsi, cet oscillateur en anneau est tout d'abord constitué d'une diode "papillon" semi conductrice de 750 mW de puissance moyenne et émettant à 976 nm en diffraction limitée (forte brillance). Ce composant permet de pomper optiquement par le coeur⁶ un tronçon de 70 cm de fibre dopée aux ions ytterbium type 6/125 PM Yb³⁺, i.e. modèle de fibre PM dopée aux ions ytterbium avec un coeur de $6 \mu\text{m}$ (le diamètre du mode à 1060 nm de $7,5 \mu\text{m}$) et une gaine $125 \mu\text{m}$. A la suite de cette fibre, on dispose un filtre commercial interférentiel par absorption (à couches minces semi-conductrices) qui permet de sélectionner la longueur d'onde centrale de notre système. Le coupleur de sortie est un composant fibré qui laisse circuler 5 % du signal laser au sein de l'oscillateur, pour 95 % d'extraction. En effet, le gain est tel dans ce type de système fibré (environ un gain de 30) qu'une seule une ré-injection de 5 % du signal laser dans la boucle permet de travailler en régime de saturation⁷. Finalement l'isolateur relié au WDM permet de faire circuler le signal dans un seul sens, et donc d'entretenir l'oscillation laser.

4.3.2 Analyse du système

Analyse en puissance moyenne

La technologie de découpe d'impulsion – présentée en section 5.2.3 – ainsi que les différents étages d'amplification utilisés dans la brique commerciale fournie par la société IRISIOME, nécessitent un injecteur (oscillateur laser) d'une puissance moyenne a minima de 100 mW à la longueur d'onde d'amplification choisie (typiquement la bande d'émission de l'Ytterbium Fig.3.20). Cela permet de garantir la saturation du premier étage d'amplification, et par suite, un contraste signal à bruit supérieur à 30 dB . Ce contraste est nécessaire à l'amplification successive à travers les différents étages de montée en puissance.

6. Les efficacités de conversion pompe vers signal laser sont très élevées dans le cas d'un pompage coeur ($> 90 \%$ proche du défaut quantique) car le recouvrement entre l'onde signal et l'onde de pompe est maximal. Cependant, le pompage par le coeur nécessite d'utiliser une source de pompe dite de "très forte brillance", au risque, dans le cas contraire, d'engendrer des pertes par couplages très importantes et donc de limiter l'efficacité du système.

7. Énergie extractible maximum pour un milieu donné DUBRASQUET [2014].

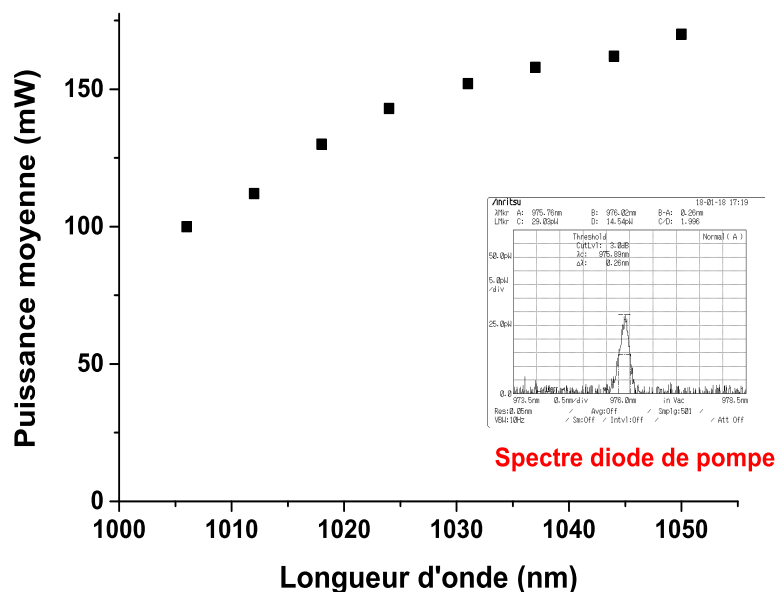


FIGURE 4.3 – Puissance moyenne de l'oscillateur laser multimode pour 580 mW de pompage optique à 976 nm (insert sur la figure). La puissance moyenne est donnée pour les différentes longueurs d'onde de fonctionnement du système.

De ce fait, j'ai construit l'oscillateur laser (Fig.4.2) de façon à générer, a minima, 100 mW sur la bande de gain de l'ytterbium entre 1020 et 1050 nm. Dans ce but, je me suis aidé du travail de thèse de R.ROYON [2013] sur la réalisation de sources accordables et l'optimisation des longueurs de fibres amplificatrices par une technique dite de "Cut-Back" ⁸. La principale contrainte au niveau de cette première réalisation expérimentale, était d'obtenir 100 mW de puissance moyenne sur la bande de gain la plus large possible. J'ai trouvé un optimum pour un tronçon de 70 cm de fibre dopée aux ions Ytterbium pompée par 580 mW de puissance optique à 976 nm (spectre optique en insert sur la Fig.4.3). On rapporte en Fig.4.3 la puissance moyenne obtenue pour une puissance de pompe de 580 mW pour 8 longueurs d'onde allant de 1006 à 1050 nm (Fig.4.4). On obtient 100 mW en continu sur toute la plage en longueur d'onde. On note cependant un écart entre les valeurs. En effet, dû aux sections efficaces d'émission et d'absorption des ions Ytterbium – Fig.3.20 – l'amplification laser n'est pas homogène pour chacune des longueurs d'onde. La fibre dopée a tendance à réabsorber des photons de manière préférentielle sur certaines longueurs d'onde émises ⁹.

Analyse en spectre optique

Je propose une caractérisation spectrale de l'oscillateur selon trois types de filtrage :

- Système sans filtre : l'oscillateur évolue librement, la longueur d'onde centrale n'est pas fixée;
- Système avec filtre à couches semi-conductrices (type "Agiltron inc") d'une largeur à mi-hauteur égale à 1,2 nm : le système est contraint à osciller à une longueur d'onde centrale fixée;
- Système avec filtre à réseau de diffraction (type "WaveShaper - Finisar") d'une largeur à mi-hauteur pouvant être réglée de 40 nm à 40 pm : le système est contraint à osciller à une

8. La technique de "Cut-back" des fibres dopées, appliquée à l'optimisation de la puissance moyenne pour une bande passante donnée, consiste à prendre un tronçon de fibre important et de le raccourcir au fur et à mesure jusqu'à obtention des performances désirées. Cette méthode est destructive.

9. Le Cut-back permet de plus ou moins accentuer ce phénomène.

longueur d'onde centrale fixée.

Les différents spectres ci-dessous sont générés et enregistrés via un analyseur de spectres de haute résolution, type Yogogawa OSA avec 30 pm de résolution sur une bande optique allant de 400 à 1700 nm.

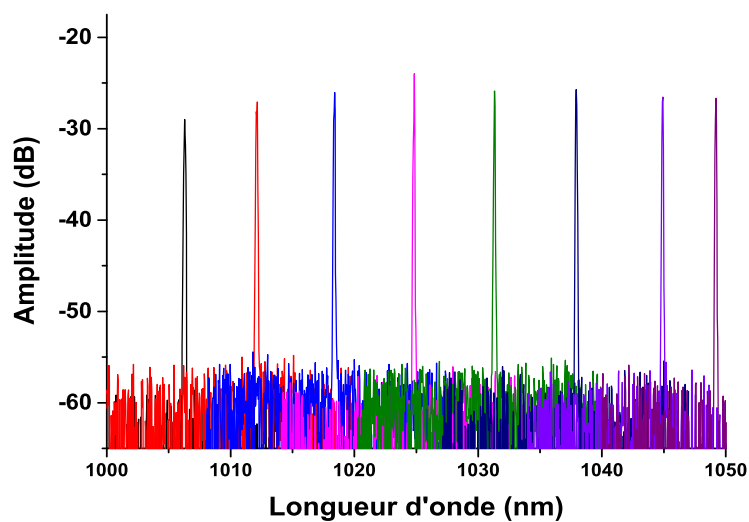


FIGURE 4.4 – Spectres gaussiens de haute résolution de l'oscillateur présentée en Fig.4.2. Filtre accordable type "Agiltron inc". Largeur à mi hauteur des spectres \approx 150 pm.

La Fig.4.5 illustre le spectre du signal à la sortie de l'oscillateur laser selon le filtre accordable inséré au sein du système laser (Fig.4.2). Les Fig.4.5a et Fig.4.5b représentent tout d'abord le spectre de l'oscillateur lorsque que celui-ci évolue librement, i.e. sans fixer la longueur d'onde centrale à l'aide d'un filtre ou un quelconque élément optique. On observe que l'amplification laser – comme l'indiquent les sections efficaces d'absorption et d'émission en Fig.3.20 – a lieu préférentiellement autour de 1030 nm. Cependant, on distingue trois pics avec des contrastes non négligeables entre eux, et également par rapport au seuil du **bruit de fond** de l'appareil de mesure : pic à 1029 et 1030 nm avec quasiment le même contraste, pic à 1031 nm de plus faible contraste. Sur les Fig.4.5c et Fig.4.5d, on observe ensuite des spectres dont la longueur d'onde centrale est fixée à 1030 nm avec un contraste supérieur à 40 dB. La largeur à mi-hauteur du spectre gaussien fait \approx 150 pm. Notons que le filtre utilisé dans ce cas a une largeur à mi-hauteur estimée par le fabricant, à 1,2 nm. Ainsi, j'explique la différence de largeur à mi-hauteur de notre mesure par un rétrécissement spectral par le gain. Ce phénomène est intrinsèque aux paramètres de notre système, à la puissance de pompage optique du milieu amplificateur et la longueur du milieu amplificateur. Cette hypothèse peut être confirmée par le fait que la largeur à mi-hauteur des pics en Fig.4.5b (système sans filtre) fait également \approx 150 pm. Sur la Fig.4.4, on note une accordabilité allant de 1006 nm à 1050 nm avec un contraste supérieur à 35 dB sur toute la bande avec l'utilisation de ce filtre. Les figures Fig.4.5e et Fig.4.5f, quant à elles, illustrent le système avec un filtre permettant d'atteindre une largeur à mi-hauteur inférieure à 60 pm. Nous verrons que ce filtrage très fin s'est avéré très utile dans ces travaux de thèse, notamment pour l'analyse en stabilité temporelle de l'intensité des systèmes lasers, via la fonction de densité de probabilité (histogramme de la trace temporelle de l'oscilloscope).

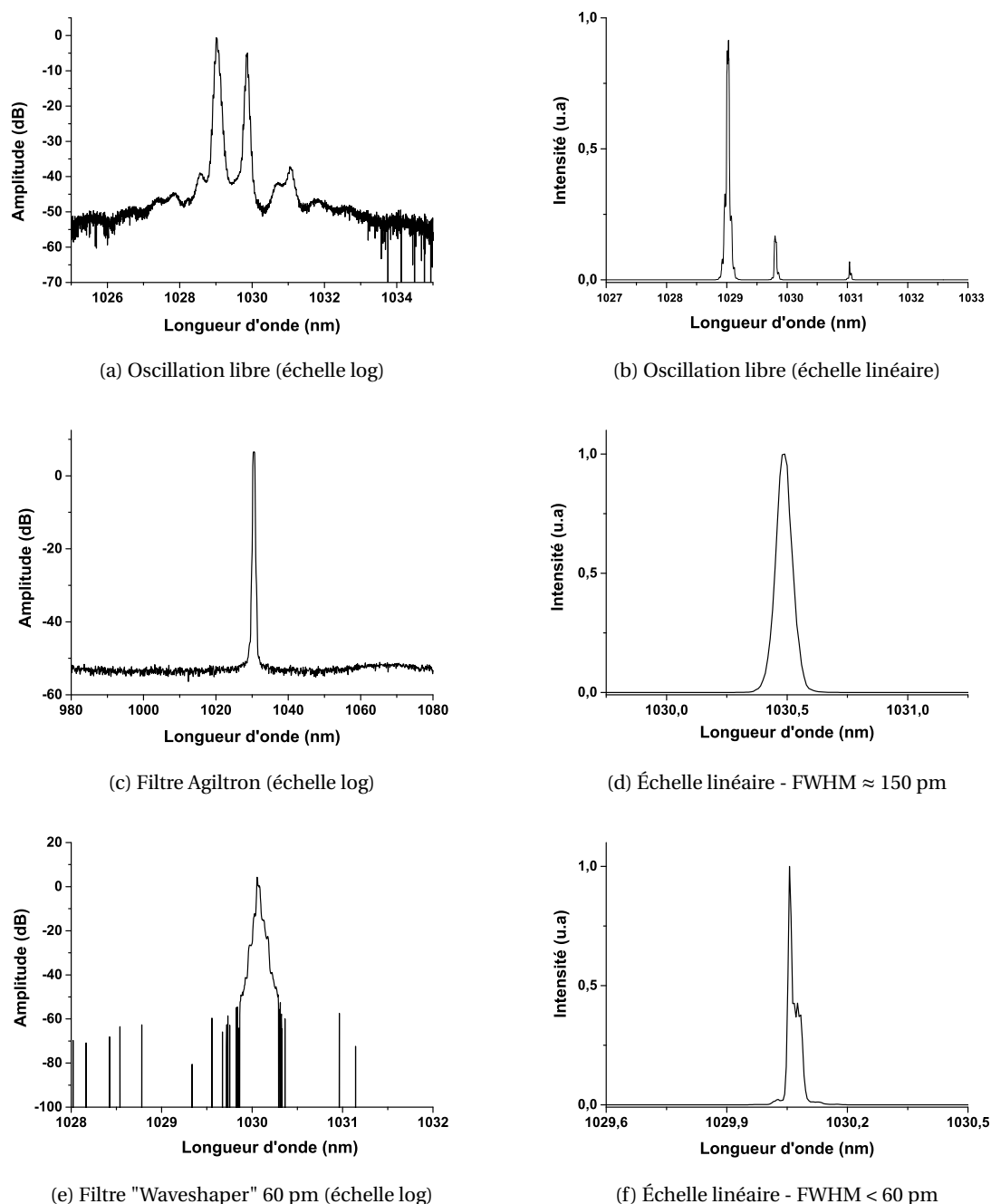


FIGURE 4.5 – Spectres de haute résolution de l'oscillateur laser (représenté en Fig.4.2) selon le filtre utilisé. (a) et (b) : oscillation libre FWHM \approx .(c) et (d) : insertion filtre "Agiltron Inc FWHM \approx 1,2 nm. (e) et (f) : insertion filtre "WaveShaper" < 60 pm.

Analyse en spectre radio fréquence

L'analyse radio fréquence (RF) du signal optique permet de détecter les fréquences présentes dans le système optique. Dans le cas d'un oscillateur laser, type représenté en Fig.4.2, du fait de la large bande de gain ($>$ à 50 nm) et de l'importante longueur de cavité ($>$ 5 m et donc un faible intervalle spectral libre, cf. section 3.3), on peut supposer qu'un très grand nombre de modes longitudinaux oscillent au même moment, et par suite, battent à des fréquences multiples de l'intervalle spectral libre (ISL) au sein de la cavité laser. La Fig.4.6a représente tout d'abord une trace RF de l'oscillateur laser de la Fig. 4.2 filtré à 150 pm (Fig.4.5d).

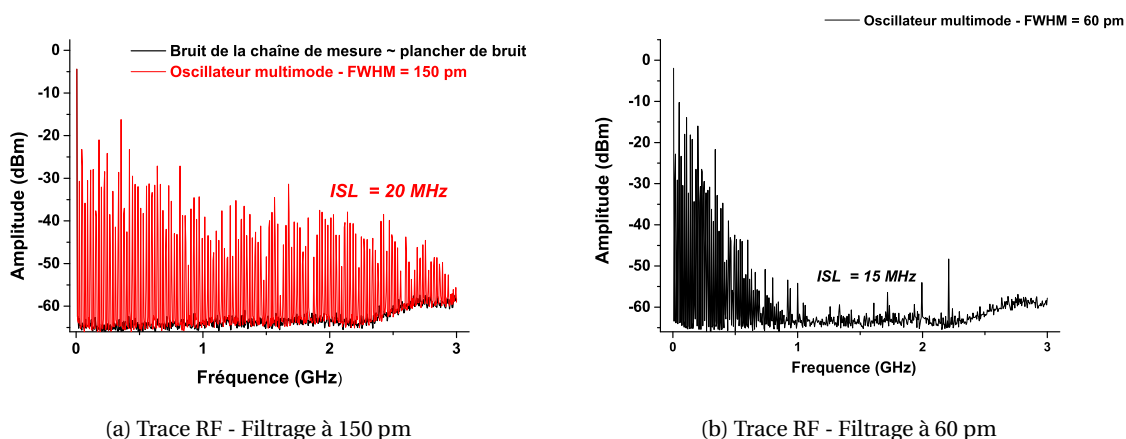


FIGURE 4.6 – Spectre Radio Fréquence (RF) de l'oscillateur laser selon la largeur de la bande de gain. (a) - Largeur de gain égale à 150 pm, la courbe noire représente le bruit de la chaîne de mesure : photodiode 5 GHz et analyseur RF de 3 GHz. (b) - Largeur de gain égale à 60 pm. ISL = Intervalle spectral libre.

On observe un très grand nombre de fréquences aux harmoniques de la fréquence fondamentale du système, i.e. des fréquences séparées de l'intervalle spectral libre imposée par la longueur de la cavité laser (3.3). Dans cet exemple de configuration, on mesure un ISL de 20 MHz, ce qui correspond à une longueur de cavité de 10 m. Pour une bande de gain après filtrage de 150 pm (42 GHz) avec un ISL de 20 MHz, on peut estimer le nombre de modes qui résonnent dans la cavité à environ 2100 modes. La Fig.4.6b quant à elle illustre une trace RF pour le même oscillateur laser mais filtré à 60 pm (17 GHz) (Fig.4.5f). On observe moins de signature en fréquence sur la trace RF. Cela est simplement dû au fait qu'en réduisant la bande de gain, on réduit le nombre de modes optiques, et in-fine le nombre de battements en fréquence entre les modes optiques. Notons que l'analyseur radio fréquence n'est qu'une "observation indirecte" des modes longitudinaux. En effet, l'analyseur RF indique ici la présence de modes optiques, car les modes optiques qui résonnent dans la cavité battent entre eux à des fréquences multiples de l'ISL et comprises dans la bande passante en fréquence de l'analyseur RF (100 kHz - 3 GHz). Dans le cas d'une cavité très courte (< 1 cm) – typiquement le cas d'une diode semi-conductrice "few modes" – il peut exister des modes espacés de plusieurs dizaines de GHz (1 cm => 10 GHz d'ISL). Ces modes peuvent alors battre en eux, mais à des fréquences qui sont en dehors de la bande passante de l'analyseur RF, et donc indétectables par ce dernier. La mesure directe des modes optiques, notamment dans le cas d'un oscillateur laser en régime continu monochromatique ou quasi-monochromatique (seulement quelques modes optiques), se fait généralement à l'aide d'un interféromètre de Fabry-Pérot.

Analyse en stabilité temporelle de l'intensité

Du fait de la présence de nombreux modes longitudinaux, dont la signature est bien représentée par les traces radio fréquence en Fig.4.6, on peut supposer que les photons émis par un oscillateur laser multimode admettent des fluctuations en intensité au cours du temps. Un moyen d'analyser ces fluctuations est notamment d'enregistrer une trace temporelle de l'oscilloscope du signal laser à l'aide d'une photodiode. Pour ce faire et s'assurer que l'acquisition est représentative de la réalité physique, nous avons vu en section 4.2 de ce manuscrit, qu'il convient de respecter le critère de détection d'un ratio bande passante optique sur bande passante électronique (β_{op}/β_{el})¹⁰ proche de 1. Dans ce sens, j'ai réalisé une acquisition temporelle du signal filtré à 60

10. Dans cette situation je parle de ratio β_{op}/β_{el} et non pas de facteur M , car en toute rigueur on ne peut pas appliquer la théorie de Bose-Einstein pour des champs lumineux composés de photons qui ont une relation de phase entre eux (cas d'une cavité laser).

pm à l'aide du WaveShaper¹¹, ce qui correspond à une bande passante optique d'environ 17 GHz. Pour détecter ce signal, j'utilise ensuite une photodiode de 40 GHz de bande passante électronique couplée à un oscilloscope "4 voies temps réel" de 8.4 GHz de bande passante électronique. Ainsi, en théorie le ratio β_{op}/β_{el} vaut ≈ 2 et la trace de l'oscilloscope peut être considérée comme représentative de l'évolution en intensité des photons au cours du temps. L'expérience ainsi que la littérature [MUNIZ-CÁNOVAS et collab. \[2019\]](#); [PIETRALUNGA et collab. \[2003\]](#) ont montré que la mesure peut être considérée comme représentative de la réalité physique lorsque le ratio β_{op}/β_{el} , ou encore le facteur M (Eq.(3.108)), sont inférieurs à 5.

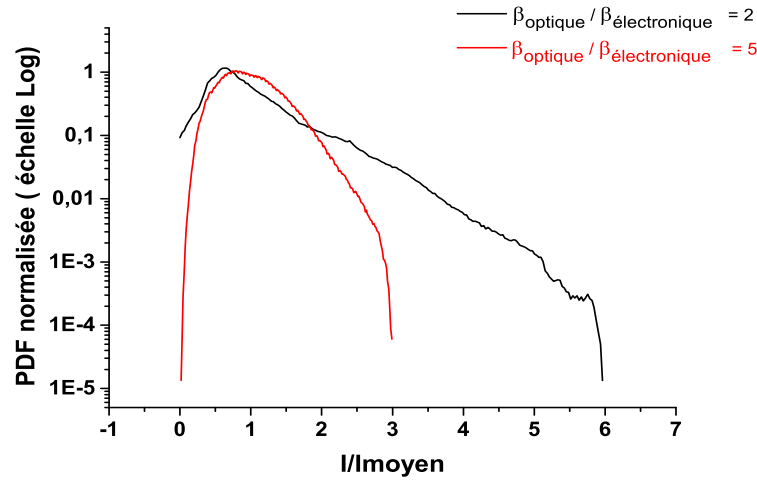


FIGURE 4.7 – Évolution au cours du temps de l'intensité de l'oscillateur laser multimode. Représentation sous forme d'une fonction de densité de probabilité (PDF) pour $\beta_{op}/\beta_{el}=2$. Acquisition sur 500 μ s - 1 million de points.

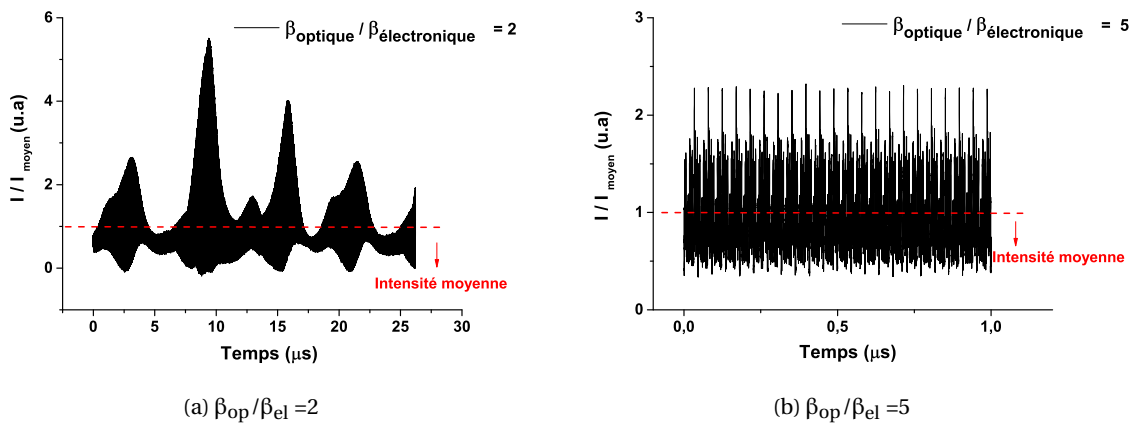
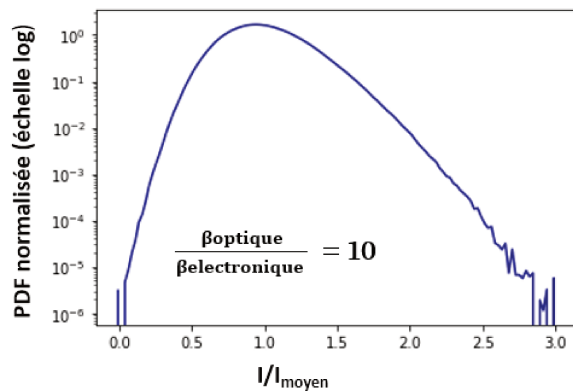


FIGURE 4.8 – Évolution au cours du temps de l'intensité de l'oscillateur laser multimode. (a) - Trace temporelle oscilloscope sur 30 μ s pour $\beta_{op}/\beta_{el} = 2$. (b) - Trace temporelle oscilloscope sur 1 μ s. $\beta_{op}/\beta_{el} = 5$.

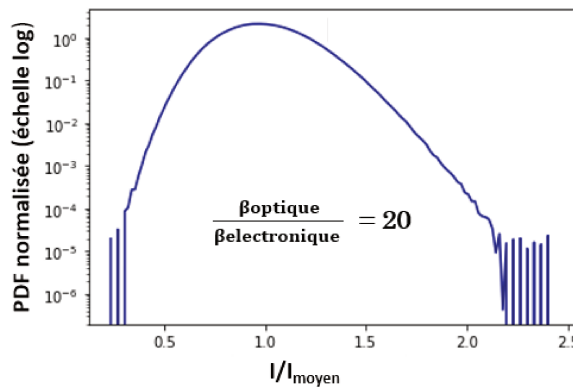
En Fig.4.7 et Fig.4.8 je rapporte la stabilité en intensité des photons émis par l'oscillateur laser (cf.Fig.4.2) lorsque l'on impose un filtrage intra-cavité de 60 pm ($\beta_{op}/\beta_{el} \approx 2$) ainsi que de 150 pm ($\beta_{op}/\beta_{el} \approx 5$). Les surintensités présentes dans ce système sont reportées sous la forme de la fonction de densité de probabilité (PDF) et de traces temporelles. L'intensité – axe des ordonnées

11. Au delà du filtrage fin, l'expérience nous a montré qu'il faut s'assurer d'avoir un spectre ayant un contraste supérieur à 30 dB lors du filtrage. En effet, dans le cas inverse, le spectre est dégradé et l'on ne peut pas considérer que la largeur à mi-hauteur soit égale à celle fixée par la largeur du filtre. Le ratio β_{op}/β_{el} ou le facteur M peuvent alors être tronqués par rapport à ce qui est calculé et induire une erreur d'interprétation.

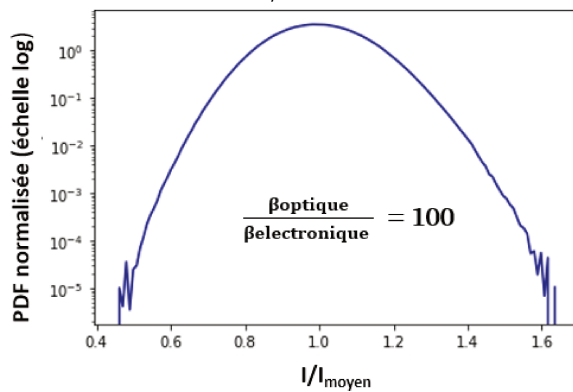
sur la trace temporelle et axe des abscisses sur les PDF – est normalisée par rapport à l'intensité moyenne (une unité) (annexe A).



(a) $\beta_{op}/\beta_{el} = 5$



(b) $\beta_{op}/\beta_{el} = 20$



(c) $\beta_{op}/\beta_{el} = 100$

FIGURE 4.9 – Évolution au cours du temps de l'intensité de l'oscillateur laser multimode. Représentation sous forme d'une fonction de densité de probabilité (PDF) pour $\beta_{op}/\beta_{el} = 10, 20$ et 100 .

Sur la Fig.4.8a, on observe très clairement que les signaux n'ont pas une intensité stable au cours du temps. Ils admettent des surintensités jusqu'à 6 fois supérieures à l'intensité moyenne du système (ligne rouge sur la Fig.4.8a). Sous une forme différente, la PDF Fig.4.7 pour β_{op}/β_{el} qui vaut ≈ 2 illustre bien que sur le temps d'acquisition – 500 μs ici – on a une probabilité non nulle que les signaux émis par le système aient des variations d'intensités de plusieurs fois l'intensité moyenne. Sur la Fig.4.8a, je rapporte également une trace temporelle lorsque le ratio β_{op}/β_{el} vaut ≈ 5 . On note que les sur intensités ne vont plus jusqu'à 6 fois I_{moyen} , mais jusqu'à 3 I_{moyen} . On retrouve cette observation sur la PDF correspondante en Fig.4.7. Dans le même sens, je rapporte en Fig.4.9 différentes PDF représentatives d'acquisitions pour les ratios β_{op}/β_{el} suivants : 10, 20,

100. On constate qu'avec l'augmentation du ratio β_{op}/β_{el} , l'analyse tend à diminuer considérablement l'observation des surintensités. Par exemple, l'observation de la Fig.4.9c où on note une très faible déviation de la PDF par rapport à l'intensité moyenne égale à 1, nous indiquerait que l'on a un oscillateur laser très stable en intensité. Ainsi, on comprend alors qu'un expérimentateur ne prenant pas de précautions peut avoir une vision erronée de la stabilité temporelle "réelle" de son système optique. Dans ces travaux de thèse, j'accorde une importance particulière à cette analyse car la technologie présentée en section 5.2.3, est très sensible à la stabilité temporelle de l'injecteur (source émettant en régime continu). En effet, le principe de cette technologie est de prélever – sous forme de portes allant de la ps à un régime CW – des paquets de photons. On comprend que si ces photons ne sont pas stables en intensité au cours du temps, il ne peut y avoir le même nombre de photons dans deux portes successives. Ainsi, la stabilité en énergie "impulsion à impulsion" ("pulse à pulse") du laser impulsif peut se retrouver fortement impactée (cf. Chapitre 5 section 5.3.2).

4.4 Réalisation expérimentale d'un oscillateur laser fibré monofréquence accordable en longueur d'onde

En section 5.2.3, on montre que la technologie de découpe présente dans la brique laser fournie par la société IRISIOME est sensible à la stabilité en intensité de l'injecteur. Ainsi, dans cette partie j'ai cherché à développer un oscillateur laser : accordable en longueur d'onde sur le domaine de l'Ytterbium entre 1020 et 1050 nm, entièrement fibré, et contenant un seul mode longitudinal¹². Je rapporte des photos de cette réalisation en annexe D. Notons que le régime monofréquence recherché ici n'est pas un régime monofréquence au sens stricte d'un laser totalement asservi en longueur d'onde et en intensité, à l'image des lasers vendus par les sociétés "Toptica Photonics" ou "NKT Photonics" et utilisés pour la métrologie optique. Le but des développements qui sont présentés dans la suite, était de rechercher un régime laser suffisamment robuste face au mode hopping et aux variations en intensité, afin de permettre une découpe temporelle stable "pulse à pulse" (cf.section 5.3.2).

4.4.1 Etat de l'art sur les sources monofréquence fibrés ou compacts

La réalisation d'un oscillateur fibré monofréquence (i.e. monomode longitudinal) à base d'une fibre amplificatrice dopée aux ions Yb^{3+} et ayant une architecture en anneau, rend très difficile la résonance d'un mode unique au sein de la cavité. En effet, dans un exemple où l'on prendrait une bande de gain de 30 nm¹³ de large au sein de l'oscillateur laser – soit 8483 GHz de bande passante optique $\delta\nu$ – il faudrait une longueur de cavité de 17 μm afin qu'un seul mode longitudinal oscille (Eq.(3.50)). Une si faible longueur de cavité est impossible à atteindre pour un oscillateur laser entièrement fibré. Considérant alors une amplification non préférentielle de plusieurs dizaines ou centaines de modes longitudinaux dans la bande passante optique, certaines méthodes connues permettent de ne sélectionner qu'un seul mode ou que quelques modes longitudinaux :

- Sélection d'un mode par des distorsions de forme du gain, méthode dite de **Spatial Hole Burning SHB** RABINOVICH et FELDMAN [1989], ZAYHOWSKI [1990] en anglais. Cette méthode permet de modifier la densité spectrale de puissance – i.e. amplification préférentielle de certaines parties du spectre – et par suite l'amplification de certains modes longitudinaux. Cependant, il est très difficile expérimentalement de ne saturer uniquement certaines parties du gain dans des cavités lasers fibrées en anneau, tout en maintenant une accordabilité en longueur d'onde.
- Insertion d'un filtre intra cavité assez étroit pour sélectionner un seul mode longitudinal dans la bande passante optique (à la longueur d'onde choisie). Les seules filtres qui peuvent

12. On rappelle que c'est le battement entre les modes qui est la cause principale des variations en intensité "chaotiques" d'un système optique multimodes longitudinale.

13. Largeur de la bande de gain typique des milieux amplificateurs dopés au ions Ytterbium.

avoir assez de résolution sont les étalons de Fabry-Pérot mais ils sont en général fixes en longueur d'onde (ce qui limite le caractère accordable en longueur d'onde recherché). Exemple de résolution du filtre : $L_{\text{cavité}} = 2 \text{ m} \rightarrow \text{ISL} = 102 \text{ MHz} \rightarrow \text{Résolution du filtre} = 0,3 \text{ pm}$.

Ainsi, comme techniques courantes de réalisations de lasers monofréquence, on retrouve principalement des diodes lasers semi-conductrices qui possèdent une large courbe de gain autour de 1030 nm : de 5 à 100 nm selon les fabricants et le niveau de rétroaction passive ou active imposé au système optique. Sur ces propos, ces lasers possèdent généralement un réseau intra cavité pour choisir la longueur d'onde centrale, et un système de rétro-action externe à la cavité qui permet de maintenir constante la longueur d'onde centrale et par suite d'éviter des sauts de modes optiques (**mode hopping**, saut de modes longitudinaux à l'intérieur de la bande de gain). Pour les applications de métrologie optique le **mode hopping** et le changement de longueur sont interdits. Une autre approche des lasers monofréquence comprend des diodes laser avec des réseaux intégrés dans le semi-conducteur lui même, comme par exemple les lasers dits en anglais de **Distributed Feedback Lasers DFB BEAM** [1993] ABDULLINA et collab. [2016] qui permettent un filtrage spectral ultra étroit combiné à une cavité très courte (quelques centimètres), et par suite un fonctionnement mono-fréquence. Cependant, cette technique limite souvent la bande de gain accessible et donc l'accordabilité en longueur d'onde. A noter, qu'une technique plus récente est l'utilisation de micro-résonateurs optiques. Cela consiste généralement en des micro-cavités optiques en silicium BOGAERTS et collab. [2012], qui permettent sur de si faibles longueurs de cavité, la résonance d'un mode optique unique.

Dans le cadre de cette thèse, ayant de nombreux composants fibrés à ma disposition, j'ai décidé d'explorer une méthode dite "des cavités composées passives" ("passive compound ring cavity" en anglais) ZHANG et collab. [1994]ZHANG et collab. [1996]. Dans la suite de ce manuscrit je présente mes résultats concernant ce développement exotique d'oscillateur laser fibré compact et permettant d'atteindre un régime laser où un seul mode optique résonne.

4.4.2 Principe théorique de la technique dite des cavités composées passives

La technique des cavités composées consiste à introduire plusieurs éléments restrictifs à l'intérieur d'un oscillateur laser fibré classique (type présenté en Fig.4.2), afin de contraindre¹⁴ la condition de résonance du système à un seul mode longitudinal dans la bande de gain.

Comme illustré en Fig.4.10, dans une cavité en anneau classique (cf.Fig.4.10a-(i)) sans précaution particulière sur la largeur du filtre intra-cavité ou la longueur de la cavité – on a une très grande densité de modes optiques (cf.Fig.4.10b – (i)) typiquement espacés de l'ordre de la dizaine de MHz. Les modes optiques qui existent ont un intervalle spectral libre (ISL) défini par la longueur de la cavité principale et satisfont la condition de résonance suivante :

$$\beta L_m = 2 \cdot k \cdot \pi \quad (k= 0,1,2,3,\dots) > 0 \quad (4.2)$$

où L_m est la longueur de la cavité dite principale, β la constante de propagation et k un entier positif. Par suite, on définit également la condition de résonance des sous cavités par :

$$\beta L_i = 2 \cdot l \cdot \pi \quad (l= 0,1,2,3,\dots) > 0 \quad (4.3)$$

ou L_i est la longueur des sous cavités et l un entier positif.

14. On élimine successivement les modes longitudinaux de la bande passante optique par ajout d'éléments restrictifs.

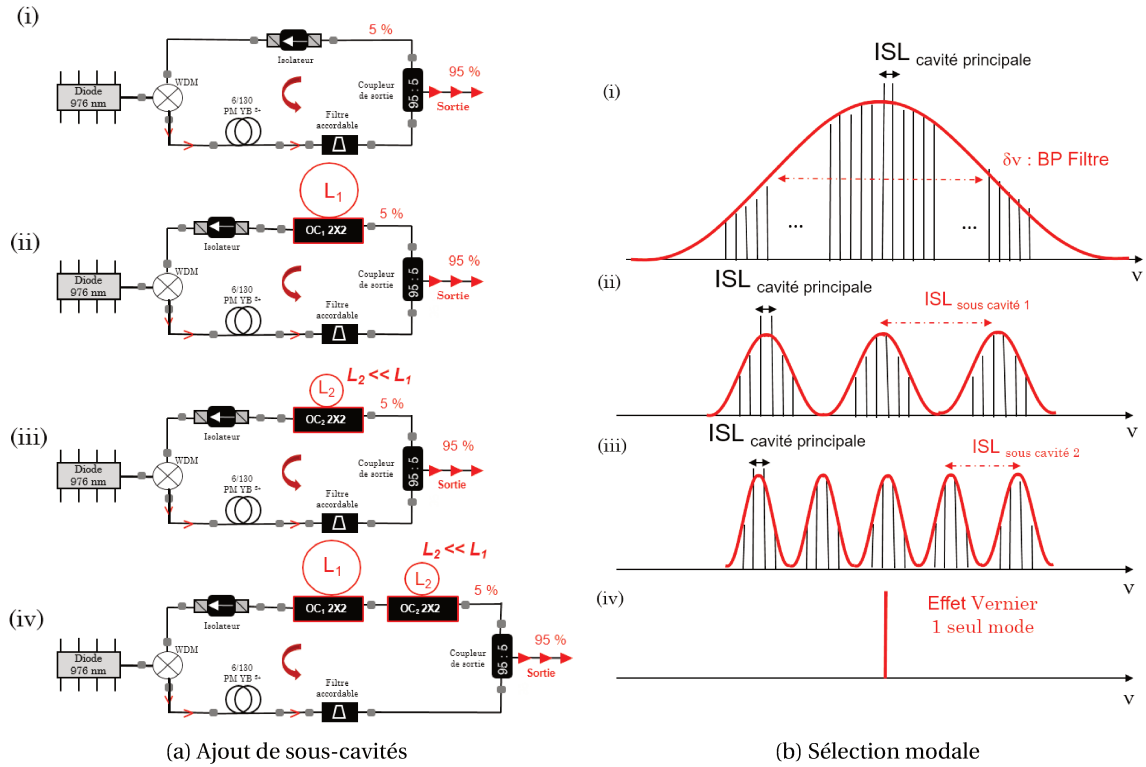


FIGURE 4.10 – (a) - Représentation schématique de l'oscillateur laser avec ajout de sous-cavités de type I. (i) : oscillateur "classique", (ii) : ajout d'une sous-cavité OC_1 de longueur L_1 , (iii) : ajout d'une sous-cavité OC_2 de longueur L_2 avec $L_2 \ll L_1$, (iii) : ajout de deux sous-cavités OC_1 et OC_2 . (b) - Illustration de la sélection modale par rapport à l'ajout successif des sous-cavités. OC : Coupleur optique. BP : Bande passante optique.

A l'intérieur de la cavité principale, si l'on ajoute une sous-cavité (une boucle optique ou boucle de résonance optique) (cf. Fig. 4.10a - (ii) et (iii)) – qui consiste simplement en un coupleur fibré 2×2 ¹⁵ replié sur lui-même dans notre montage – on ajoute au système une condition sur la résonance des modes optiques. Ainsi, les modes optiques qui résonnent sont ceux qui satisfont à la fois la condition de résonance de la cavité principale ainsi que celle de la sous cavité **ZHANG et collab. [1996]**. La sélectivité maximale intervient par effet Vernier **JA [1995]**. Dans notre situation,¹⁶ l'effet Vernier peut être vu de la façon suivante. Si au sein d'une cavité, on considère deux structures laser ayant la caractéristique d'un peigne de fréquence, i.e. la fréquence fondamentale d'une cavité et ses harmoniques. Le gain va être maximum pour les interférences constructives entre ces deux peignes de fréquences, i.e. là où les pics de résonances (réflexions) coïncident.

L'ISL effectif du système global est finalement le **Plus Petit Multiple Commun (ppcm)** de tous les ISL qui existent dans le système optique :

$$ISL_{\text{effectif}} = m_1 ISL_1 = m_2 ISL_2 = m_3 ISL_3 = m_4 ISL_4 = \dots \quad (4.4)$$

où $m_{i(1,2,3,4,\dots)}$ est un entier, ISL_{effectif} l'ISL du système laser, $ISL_{i(1,2,3,4,\dots)}$ l'ISL de chacune des sous cavités (généralement de l'ordre du GHz). Comme représenté en Fig. 4.10b (ii), (iii), il en résulte alors un filtrage important des modes de la cavité principale. Si l'on rajoute par exemple une deuxième sous cavité, on rajoute une restriction de plus sur la résonance des modes optiques, et là encore, par effet Vernier on peut à nouveau restreindre et filtrer les modes longitudinaux jusqu'à

15. Coupleur fibré classique composé de deux voies à l'entrée et deux voies à la sortie. Ces voies communiquent entre elles dans un seul sens. I.e. voie 1 à l'entrée => voie 2 et 3 à la sortie, avec un taux de couplage qui peut être différent selon la voie de sortie, voie 2 à l'entrée => voie 2 et 3 à la sortie, avec un taux de couplage qui peut être différent selon la voie de sortie.

16. Généralement on parle d'effet Vernier pour un dispositif utilisé pour les mesures de longueurs ou d'angles. En vis à vis d'une règle graduée, on place un curseur mobile gradué de telle sorte que **a** graduations du curseur correspondent à **b** graduations de la règle fixe.

l'existence d'un mode unique dans la bande de gain (cf.Fig.4.10b -(iv)) du système optique. Évidemment, il convient que le nouvel ISL du système soit compris dans la bande passante optique du filtre intra-cavité, qui on le précise, est le premier élément éliminateur¹⁷ de modes optiques présent dans le système optique. Ainsi, le dimensionnement du système optique afin que cette technique fonctionne doit a minima tenir compte de l'égalité et l'inégalité suivante :

$$\text{ISL}_{\text{effectif}} = \text{PPCM}(m_1\text{ISL}_1 = m_2\text{ISL}_2 = m_3\text{ISL}_3 = m_4\text{ISL}_4, \dots) \quad (4.5)$$

$$0.5 * \text{BP_Filtre} \leq \text{ISL}_{\text{effectif}} \leq 0.5 * \text{BP_+Filtre} \quad (4.6)$$

avec respectivement $0.5 * \text{BP_Filtre}$ et $0.5 * \text{BP_+Filtre}$ les bornes inférieure et supérieure de la bande passante optique du filtre. La combinaison de sous-cavités agit finalement comme un filtre optique de bande passante très étroite¹⁸ où, à condition que les Eq.(4.5) Eq.(4.6) soient respectées, seul un mode optique peut résonner de manière préférentielle par effet Vernier. De ce fait, comme tout filtre optique, celui-ci à une largeur de bande passante qu'il est possible d'évaluer de la manière suivante, selon FENG et collab. [2013, 2016a] :

$$\Delta_{\nu} = \frac{c * \delta}{2 * n * L} \quad (4.7)$$

avec δ la perte unidirectionnelle de la cavité résonante passive :

$$\delta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{I_0}{I_1} \right) \quad (4.8)$$

avec respectivement I_0 et I_1 l'intensité à l'entrée et à la sortie de la sous cavité résonante. Le ratio $I_0 \setminus I_1$ peut être calculé en utilisant les taux de couplage des coupleurs ainsi que les pertes par insertion de ces derniers. Selon FENG et collab. [2013, 2016a], le taux de couplage (et donc les pertes) au sein des différentes sous-cavités, ont une importance de premier plan pour gagner en stabilité optique. En effet, selon FENG et collab. [2013, 2016a], la bande passante optique imposée par les sous-cavités – mise en regard de l'ISL de la cavité principale – va influencer la stabilité optique du système. J'illustre ces propos sur la figure suivante :

17. Au sens où il fixe une limitation physique à la bande de gain et donc aux nombre de modes optiques qui seront en capacité de raisonner dans le système.

18. En théorie un seul mode résonne à l'intérieur du système optique après l'ajout des sous cavités passives.

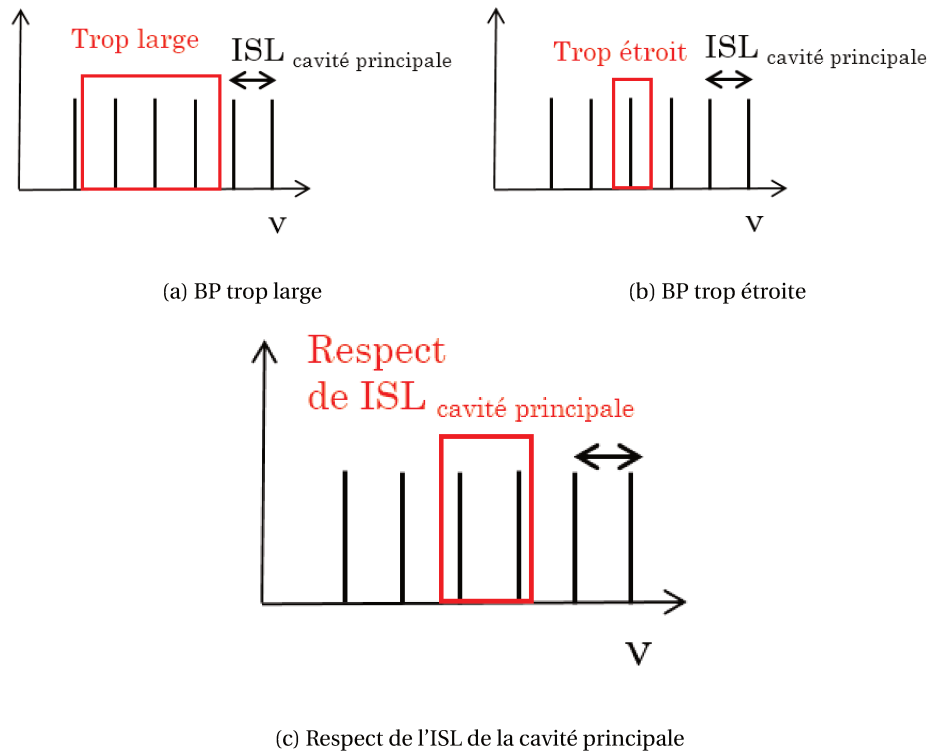


FIGURE 4.11 – Illustration du nombre de modes longitudinaux sous la bande passante optique (BP) imposée par la ou les sous-cavités insérées dans la cavité principale.

Dans la situation en Fig.4.11a, la bande passante imposée par la sous cavité est trop large par rapport à l'ISL de la cavité principale. Ainsi, on a une possibilité accrue de **mode hopping** car on laisserait aux modes optiques l'opportunité de se partager le gain. Dans la situation Fig.4.11b, à l'inverse, la bande passante est trop étroite et il est alors facile pour le mode longitudinal de sortir de la bande passante optique imposée par les sous-cavités (notamment si le laser est assujéti à des perturbations mécaniques ou thermiques). Selon FENG et collab. [2013, 2016a], la situation la plus favorable est la dernière en Fig.3.53. Dans ce cas, la bande passante optique est juste plus large que l'ISL de la cavité principale et on respecte alors l'ISL de la cavité principale. Dans ce cas, on maximiserait alors la possibilité de toujours avoir un mode longitudinal dans la bande passante optique et on diminuerait la compétition entre les modes¹⁹. Notons que comme il est difficile d'évaluer avec exactitude les pertes introduites par chacune des sous-cavités – notamment pour des sous-cavités de type II complexes avec imbrication de une ou plusieurs sous-cavités de type I – nous avons utilisé des coupleurs à taux variables²⁰. Cela permet de rechercher, sans connaissance exacte de la bande passante optique – le régime le plus stable.

Du fait de la non rétroaction active (asservissement en fréquence)²¹ du système ainsi que des perturbations mécaniques ou thermiques²², la principale défaillance de ce système est le **mode hopping**. Selon les précautions prises par rapport à l'architecture du système, aux taux de couplages, ou encore les efforts pour réduire les vibrations mécaniques ou les variations en tempéra-

19. Selon FENG et collab. [2013, 2016a], si il y a seulement deux modes longitudinaux dans une bande passante optique, il y en a forcément un des deux qui va prendre le pas sur l'autre à chaque instant; et donc in-fine, on ne constate pas ou peu de **mode hopping**.

20. Coupleurs à taux variables 2 x 2 allant de 0 % de transmission à 100 % d'une voie d'entrée à une voie de sortie. Marque : KS PHOTONICS Inc."

21. On a un exemple de rétroaction active pour ce type de système optique dans la référence ZHANG et collab. [1996], LASER et ABSTRACT [2007].

22. Les perturbations mécaniques peuvent avoir pour origine de nombreux facteurs (ventilateur, driver de diode, utilisateur etc.) et ont pour conséquences d'entraîner à des périodes souvent lentes (KHz), des modulations du signal et donc potentiellement des sauts en fréquence. Les variations en température au sein du système quant à elles, ont pour influence majoritaire de faire varier les longueurs de fibres optiques (dilatation ou compression thermique) et par suite l'ISL des différentes cavités dans le système.

ture - le système va présenter des sauts en fréquence ayant des périodes plus ou moins longues.

D'après l'état de l'art, on constate des sauts de mode qui peuvent se produire sur l'échelle de la milliseconde à l'heure. Les références suivantes, [LI et collab. \[2015\]](#); [LU et collab. \[2017\]](#); [YEH et collab. \[2007\]](#); [YIN et collab. \[2011\]](#), [FENG et collab. \[2013, 2016a,b\]](#) reportent un très grand nombre d'architectures différentes où les objectifs recherchés sont d'une part, le régime mono-fréquence et la robustesse du système au [mode hopping](#) (sur plusieurs dizaines de minutes ou heures), mais également, la finesse du système et la largeur de raie des modes optiques ([linewidth](#) en anglais). Selon l'état de l'art, cette technique permet notamment d'obtenir des finesesses de l'ordre de 100 [ZHANG et collab. \[1996\]](#) et des largeurs ([linewidth](#)) de modes optiques inférieures au kiloHertz [FENG et collab. \[2016a,b\]](#). D'un point de vue de la métrologie optique la finesse et la largeur de raie sont deux paramètres intéressants à optimiser.

Pour conclure sur la présentation de cette technique, je présente ci-dessous deux types de sous cavités que j'ai utilisé dans ma recherche d'un régime monofréquence stable face au [mode hopping](#)²³.

Sous cavité de type I

La cavité de type I, comme illustré en Fig.4.10b (ii), consiste simplement en une boucle optique insérée dans la cavité (coupleur 2 x 2 replié sur lui même). Dans ce cas, l'intervalle spectral libre du système (ISL_{effectif}) est évalué à l'aide de l'équation 4.4. Quant à la largeur du "filtre optique" (Eq.4.7 et Eq.4.8), elle dépend seulement des pertes introduites par le coupleur unique de la sous-cavité de type I. Ainsi, avec un seul coupleur dans une boucle (Eq.(4.8)), il est alors difficile de contrôler la largeur du filtre optique, et par suite, la robustesse du système face au saut de mode ([mode hopping](#)). On peut cumuler des sous cavités de type I pour régler les pertes au sein du système et fixer la largeur du filtre. Cependant, selon [FENG et collab. \[2013\]](#), cette méthode n'est pas celle qui assure la plus grande stabilité optique au sein du système.

Cavité de type II

Selon [FENG et collab. \[2013, 2016a,b\]](#), il est plus efficace – face au [mode hopping](#) et donc à la compétition du gain entre les modes – d'utiliser des sous cavités de type II. Celles-ci permettent un réglage plus fin des pertes introduites par la sous-cavité. Nous illustrons ce type de cavité en Fig.4.12 Ce type de cavité permet d'une part, de régler plus facilement la largeur du filtre optique

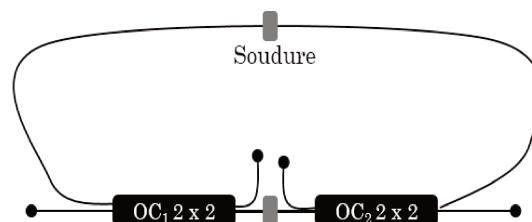


FIGURE 4.12 – Représentation schématique d'une sous cavité de type II selon [FENG et collab. \[2013\]](#). OC : coupleur optique

qu'avec un enchaînement de cavité de type I et améliore donc la robustesse du système vis à vis des perturbations extérieurs [FENG et collab. \[2016a,b\]](#) .

4.4.3 Résultats expérimentaux

La réalisation de l'oscillateur monofréquence monolithique fibré a été faite à partir de l'oscillateur multimodes longitudinal présenté en section 4.3. Ma démarche a tout d'abord été de tester

23. Quelque soit le type de sous-cavité utilisée, le principe physique de la sélection modale par effet Vernier reste le même.

l'effet des sous-cavités de type I sur la sélection modale à l'intérieur de l'oscillateur multimodes. Pour cela, j'ai testé différentes longueurs de boucles et différents enchaînements de sous-cavités de type I. Puis, avec l'amélioration de ma compréhension du principe de sélection modale²⁴ et des facteurs de stabilité, j'ai ensuite testé des sous-cavités du type : cavité de type II, cavité de type II avec intégration d'une cavité de type I à l'intérieur et à l'extérieur de cette dernière, cavité de type [Interféromètre de Mach-Zehnder \(MZI\) Li et collab. \[2015\]](#). Les principaux outils de caractérisation que j'ai utilisé pour discriminer le caractère monomode longitudinal de ces réalisations sont :

- Analyseur de spectre optique type OSA : 30 picomètre de résolution;
- Analyseur Radio Fréquence : bande passante allant de 9 kHz à 3GHz avec 10 Hz de résolution;
- Oscilloscope 4 voies (temps réel) , 8,0 GHz de bande passante électronique;
- Interféromètre de Fabry-Perot avec 1.5 GHz d'[ISL](#) , finesse supérieure à 200, résolution 7,5 MHz.

Préliminaire aux dimensionnements

Afin d'atteindre un régime monomode longitudinal, nous avons vu qu'il convient de respecter les conditions fixées par les équations (4.5) et (4.6). De ce fait, j'évalue tout d'abord la bande passante du filtre optique intra-cavité (qui fixe la largeur spectrale du gain avec le rétrécissement spectral par le gain) , ainsi que la longueur de la cavité principale.

- FWHM bande passante optique = 150 pm \rightarrow 42 GHz à 1030 nm;
- $ISL_{\text{cavité principale}} = 20\text{MHz}$ ce qui correspond à une longueur de \rightarrow 10,20 mètres;
- En théorie, on a 2100 modes longitudinaux qui se partagent le gain à l'intérieur de l'oscillateur laser.

Ainsi, pour respecter la condition (4.5), il faudra à minima que l'[ISL](#) effectif entre la cavité principale et les sous-cavités soit plus grand que 41 GHz. Cela assure alors la résonance d'un seul mode longitudinal (de manière préférentielle²⁵) au sein de la cavité laser. Pour la bonne compréhension des résultats présentés ci-dessous, notons que dans le calcul de l'[ISL](#) effectif, il faudra prendre en compte un nouvel [ISL](#) pour la cavité principale. En effet, le fait d'insérer les sous-cavités, rajoute de la fibre optique dans le système global et modifie l' $ISL_{\text{cavité principale}}$. A ce propos, j'ai également raccourci puis rallongé, et cetera, la cavité principale d'origine (section 4.3). Ainsi, la longueur annoncée pour la cavité principale – notamment dans nos calculs de dimensionnements – sera parfois différente que celle évoquée plus haut. De plus, les calculs des [ISL](#) effectifs ne sont "qu'indicatifs" pour nos dimensionnements. Je donne les exemples suivants pour illustrer mes propos :

- *Exemple 1* : On considère deux [ISL](#), 20 MHz pour la cavité principale et 85 MHz pour une sous cavité de type I \rightarrow [ppcm](#) ([ISL](#) effectif) = 0,34 GHz;
- *Exemple 2* : On considère, 20,5 MHz pour la cavité principale (variation de longueur de 25 cm) et 85 MHz pour une sous cavité de type I \rightarrow [ppcm](#) ([ISL](#) effectif) = 3,48 GHz;
- *Exemple 3* : On considère , 20,53 MHz pour la cavité principale (variation de longueur < à 1 cm par rapport à l'exemple 2) et 85 MHz pour une sous cavité de type I \rightarrow [ppcm](#) ([ISL](#) effectif) = 175 GHz.

24. Il convient de préciser qu'au laboratoire CELIA ce principe de sélection modale était inconnu. Ainsi, il a fallu de nombreuses expérimentations pour améliorer ma compréhension sur cette technique. J'ai également contacté Ting FENG du "Photonics Information Innovation Center, Hebei University, Baoding 071002, China". C'est une personne experte sur cette technique et m'a fourni de nombreux articles probants sur ce sujet.

25. Nous utilisons le mot "préférentiel" car l'expérience a montré que même si l'[ISL](#) effectif ne respecte pas tout à fait la condition (4.5) mais est quand même de l'ordre de plusieurs GHz, par effet Vernier, le gain va préférentiellement sur un mode optique et on atteint un régime mono-fréquence. Cependant, le respect strict des conditions (4.5) et (4.6) apporte de la stabilité au système optique final et permet de lutter efficacement contre le saut de mode ([mode hopping](#)).

Ainsi, à l'instar de l'utilisation des coupleurs à taux variables, j'introduis dans la cavité principale ainsi qu'au sein des sous-cavités, des lignes à retard optique fibrées. Celles-ci permettent de faire varier la longueur des cavités de plus ou moins 15 cm. Je suppose alors qu'en jouant sur le retard optique on peut régler finement l'intervalle spectrale libre effectif (ISL_{effectif}) de l'oscillateur monofréquence. L'outil d'analyse qui permet d'observer les variations de l'intervalle spectrale libre (ISL) de façon expérimentale est l'analyseur radio fréquence (RF). Cet outil ne détecte pas directement les modes optiques (à l'inverse de l'interféromètre de Fabry-Pérot²⁶ par exemple), cependant, il permet d'observer leur signature fréquentielle par leurs battements. Et par suite, de discriminer les ISL des différentes cavités (à conditions que les ISL que l'on désire observer soient dans la bande passante de l'analyseur RF ([9 kHz - 3GHz])

Test avec des sous-cavités de type I

Ci-dessous (Fig.4.13) je rapporte tout d'abord la trace radio fréquence de la cavité principale (raccourcie). On observe sur cette première image un nombre important de pics. Les pics observés peuvent être associés aux battements entre les modes optiques qui résonnent au sein de la cavité. On mesure un intervalle spectral libre (ISL) égal à 49,2 MHz.

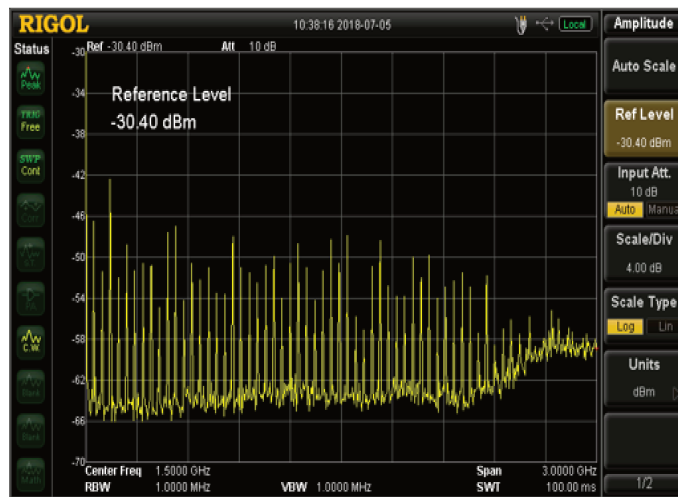


FIGURE 4.13 – Spectre RF de la cavité principale sans sous-cavité. L' ISL est de 49,2 MHz. (\Leftrightarrow à $L = 4,10$ m). Les pics observés sur la trace radio fréquence sont associés aux battements entre les modes optiques qui résonnent au sein de la cavité laser. Axe des ordonnées : amplitude (dBm). Axe des abscisses : fréquence (GHz).

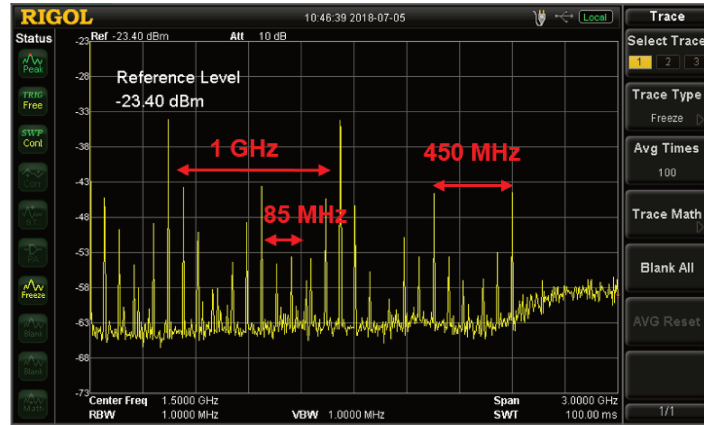
J'introduis ensuite une seule cavité de type I en faisant varier la longueur de la boucle. Le coupleur utilisé est un coupleur 50\50 ($OC_1 = 50\50$, i.e. 50 % du signal qui résonne dans la boucle). Notons que pour faire varier la longueur de boucle, on raccourcit successivement la longueur des voies fibrées du coupleur et on les soude²⁷ ensuite entre elles. Ces tests sont donc destructifs (à l'image du "Cut-back") et ont donc nécessité l'utilisation de très nombreux coupleurs.

On observe sur les différentes images, en Fig.4.14, des intervalles en fréquence caractéristiques des ISL mis en jeu dans les systèmes optiques réalisés. On constate également que ces intervalles se distinguent de plus en plus au fur et à mesure que l'on diminue la taille de la boucle (i.e. que l'on augmente le rapport en longueur entre la sous-cavité et la cavité principale) :

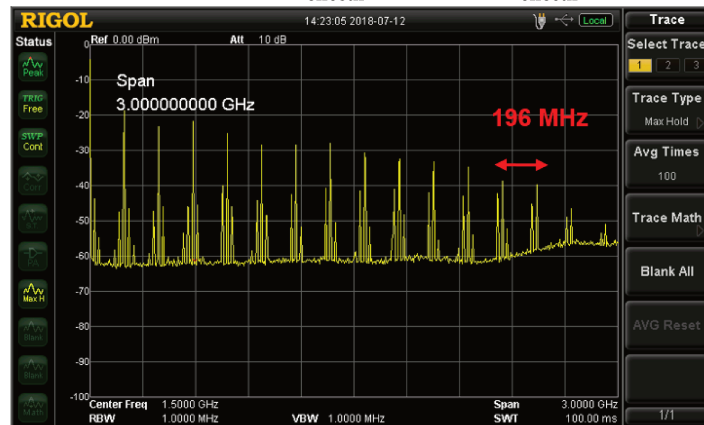
- Fig.4.14a : $ISL_{OC1} \approx 85$ MHz pour $L = 2,40$ m ;
- Fig.4.14b : $ISL_{OC1} \approx 196$ MHz pour $L = 1$ m ;
- Fig.4.14c : $ISL_{OC1} \approx 336$ MHz pour $L = 60$ cm.

26. L'interféromètre n'est pas utilisé comme un outil de dimensionnement mais plutôt de vérification du régime monofréquence. En effet, la lecture des modes et de l' ISL à l'interféromètre de Fabry-Pérot est trop difficile si le système admet encore un trop grand nombre de modes.

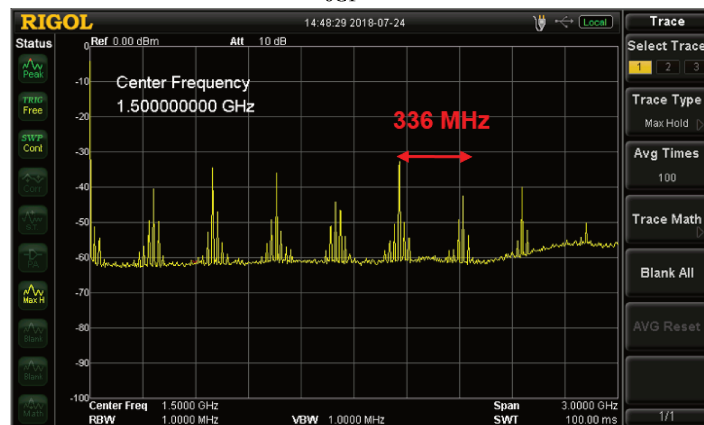
27. La soudeuse utilisée est le modèle de Fujikura.



(a) $ISL_{OC1} \approx 85\text{MHz}$, $ISL_{\text{effectif}} \approx 450\text{MHz}$, $ISL_{\text{effectif}} \approx 1\text{GHz}$



(b) $ISL_{OC1} \approx 196\text{MHz}$



(c) $ISL_{OC1} \approx 336\text{MHz}$

FIGURE 4.14 – Spectre RF de la cavité principale avec insertion d'une sous-cavité ($OC_1 = 50\backslash 50$) dont la longueur de boucle varie. (a) - $L = 2,40$ m. (b) $L = 1$ m. (c) - $L = 60$ cm. Axe des ordonnées : amplitude (dBm) . Axe des abscisses : fréquence (GHz).

On observe également des intervalles en fréquence qui se répètent plusieurs fois sur les traces enregistrées. On nomme ces intervalles ISL_{effectif} et on suppose – par rapport à la littérature et nos calculs – que ces intervalles correspondent à des ISL effectifs (du à l'effet Vernier) entre l' ISL de la cavité principale et celui de la sous cavité. Le calcul du $ppcm$ entre 30 MHz, 85 MHz et 88 MHz est cohérent avec les ISL effectifs (supposés) indiqués sur les Fig.4.14a. Pour rejoindre ces propos, dans le tableau ci-dessous je donne quelques exemples de calculs de $ppcm$ lorsque je fais varier "légèrement" les valeurs des ISL des sous cavités tab 4.1.

Calcul du PPCM(a,b)	ISL_{effectif}
PPCM(85 MHz,30 MHz)	510 MHz
PPCM(86 MHz,30 MHz)	1,32 GHz
PPCM(87 MHz,30 MHz)	1,29 GHz
PPCM(88 MHz,3 MHz)	870 MHz

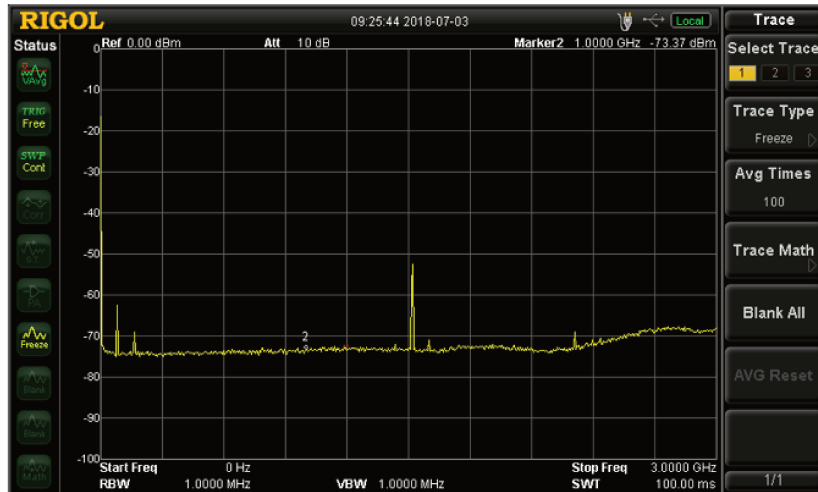
TABEAU 4.1 – Exemples de calculs de $ppcm$ entre deux valeurs à 8 chiffres (dizaine de MHz) et permettant l'approche des ISL effectifs dans les systèmes optiques développés.

On constate que les valeurs sont dans les ordres de grandeurs des ISL effectifs supposés et qu'ils varient autour de ces valeurs lorsque l'on les fait varier légèrement²⁸. A noter que sur cette figure, on n'observe pas, ou avec un très faible contraste, l' ISL de la cavité principale. Cela illustre bien le fait que la condition de résonance au sein du système laser n'est plus dominé par la cavité initiale mais bien par les sous-cavités et l'effet Vernier.

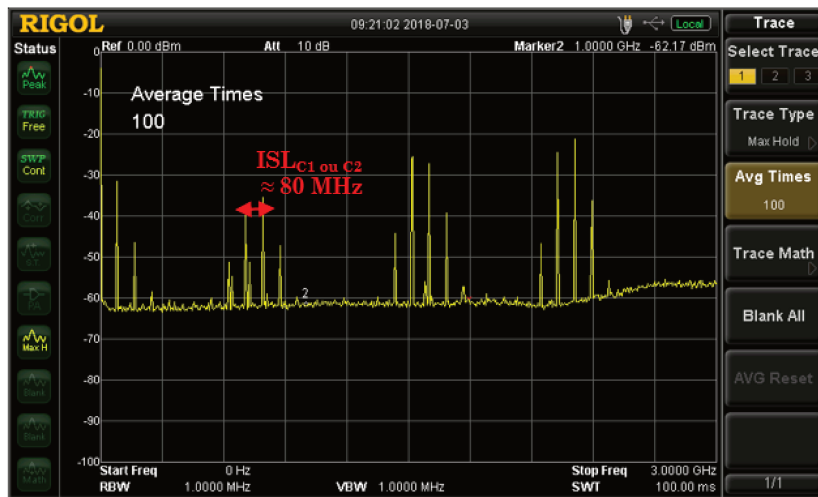
À l'inverse, sur les Fig.4.14b et Fig.4.14c on observe l' ISL de la cavité principale ($ISL_{\text{cavité principale}} = 30$ MHz). Cependant, ici on n'observe pas d' ISL effectifs. Ainsi, là encore, selon la littérature ZHANG et collab. [1996] YIN et collab. [2011] et mes calculs de dimensionnements – $ppcm$ (30 MHz,196 MHz) = 3 GHz , $ppcm$ (30 MHz,337 MHz) = 10 GHz – on suppose que l' ISL effectif est très grand devant les ISL des cavités individuelles, et que l'utilisation d'une sous-cavité de longueur beaucoup plus faible que celle de la cavité principale, permet une meilleure discrimination de l'effet Vernier. Les signatures fréquentielles espacées de l' ISL de la cavité principale et centrées autour de l' ISL de la sous-cavité sont le témoignage direct du **mode hopping** et donc de l'influence des pertes et taux de couplage des sous-cavités (évoqués plus haut).

Pour conclure sur les sous-cavités de type I, à l'image de YIN et collab. [2011], j'ai décidé d'introduire deux sous-cavités de faible différence de longueur entre elles – ≈ 10 cm d'écart entre les boucles, cavité de $L = 2,30$ m et cavité $L = 2,40$ m – à l'intérieur de la cavité principale ayant un ISL de 21 MHz (cf.Fig.4.10a-(iv)). L' ISL effectif théorique calculé vaut ≈ 200 GHz ($ppcm(21$ MHz,196 MHz,337 MHz)). Ci-dessous (Fig.4.15), je reporte deux traces RF de ce système. La première (Fig.4.15a) est une capture d'écran instantanée, la deuxième (Fig.4.15b), une acquisition sur 1 minute de persistance.

28. Ici on ne fait varier que le deuxième chiffre significatif. Si l'on fait varier les autres chiffres significatifs, on peut également constater une grande dispersion pour deux calculs successifs. Exemple : $ppcm$ 85 MHz et 30 MHz = 0,51 GHz et $ppcm$ 85,1 MHz et 30 MHz = 25 GHz.



(a) Trace instantanée.



(b) Persistance sur 1 minute. $ISL_{0C1} ou OC2 \approx 80 MHz$

FIGURE 4.15 – Spectre RF de la cavité principale avec insertion de deux sous cavités ($OC_1 = 50/50$) dont les longueurs de boucles sont $L = 2,30$ m et $L = 2,40$ m. Axe des ordonnées : amplitude (dBm) . Axe des abscisses : fréquence (GHz).

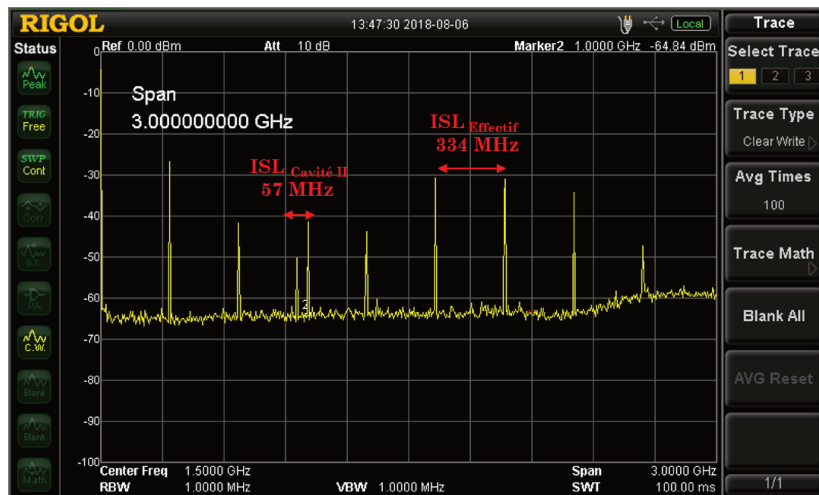
La première image témoigne de l'élimination d'une résonance permanente des modes longitudinaux aux ISL individuels de la cavité principale et des sous-cavités. Ainsi, cette trace RF illustre le bon fonctionnement du changement de la condition de résonance par effet Vernier et la capacité de cette technique à rendre un système optique monomode longitudinal. Cependant, la deuxième trace RF illustre les limites directes de cette technique et de cette architecture²⁹. En effet, sur une acquisition de 1 minute en persistance, on observe la signature de nombreux modes longitudinaux dus au mode hopping. Ceux-ci viennent alors, par instant, perturber le fonctionnement monofréquence du système optique.

Test avec des sous-cavités de type II

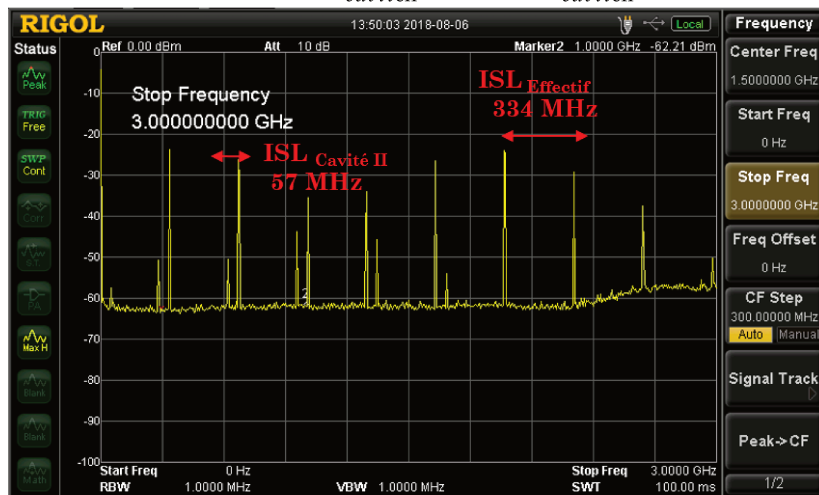
Dans cette expérience, j'ai introduit dans la cavité principale (cf.Fig.4.2) une sous-cavité de type II Fig.4.12 de 3,52 m de long. J'ai utilisé des coupleurs du type OC 80/20³⁰ pour former la sous-cavité et également introduit une ligne à retard optique à l'intérieur de la cavité principale. Dans un premier temps, j'ai cherché à observer un signal optique dont l'ISL effectif était compris dans la bande passante de l'analyseur RF (3 GHz). Le but étant d'observer l'effet de la cavité de

29. Du moins si il n'y pas d'asservissement actif du système.

30. Le choix du taux de couplage a été fait par rapport à la pertinence des résultats observés dans l'état de l'art FENG et collab. [2016b]



(a) Trace instantanée. $ISL_{cavitéII} \approx 57\text{MHz}$, $ISL_{cavitéI} \approx 334\text{MHz}$



(b) Persistence sur 1 minute. $ISL_{cavitéII} \approx 57\text{MHz}$, $ISL_{cavitéI} \approx 334\text{MHz}$

FIGURE 4.16 – Spectre RF de la cavité principale avec insertion d'une sous cavité de type II (OC_1 et $OC_2=80\backslash 20$) dont la longueur de boucle est 3,52 m. Axe des ordonnées : amplitude (dBm) . Axe des abscisses : fréquence (GHz)

type II sur la discrimination de l'effet Vernier et la réduction du **mode hopping**. En Fig.4.16, je rapporte deux traces RF qui témoignent de l'influence de la sous-cavité de type II sur la sélection modale.

Par rapport à mes prédictions ($ppcm(21\text{ MHz}, 57\text{ MHz}) \approx 400\text{ MHz}$ ISL effectif) et la modification de l'ISL de la cavité principale avec la ligne à retard optique fibrée³¹, j'ai sélectionné un ISL effectif de 334 MHz. On note deux différences majeurs avec l'utilisation des cavités de type I :

- l'ISL effectif du système optique global domine les autres ISL du système ($ISL_{cavité\ principale} = 21\text{ MHz}$ et $ISL_{CavitéII} = 57\text{ MHz}$) ;
- On observe très peu de signature fréquentielle de modes optiques résonnants aux ISL de la cavité principale et de la sous-cavité, et cela, même sur la trace RF acquise en persistance sur 1 minute.

Ainsi, à partir de ce constat positif qui va dans le sens de l'état de l'art, j'ai réalisé de nombreuses architectures intégrant des cavités de type I dans des sous cavités de type II **FENG et collab. [2016b]**. Les résultats obtenus ont été probants en terme de stabilité du système en fréquence. Cependant, dans ce manuscrit il serait trop long de rapporter l'ensemble de mes résultats sur les très

31. Nous n'avons pas observé de différence notable entre l'utilisation de la ligne à retard optique intra ou extra sous-cavité.

nombreux tests et développements que j'ai réalisés. Dans la suite de ce manuscrit, afin de conclure sur cette partie expérimentale très dense en termes de mesures³², je termine par la présentation de l'architecture qui a donné les meilleurs résultats expérimentaux dans la recherche d'un régime monofréquence via la technique des cavités composées.

Réalisation finale : cavité de type II composée de trois coupleurs

La dernière architecture que j'ai développée a été inspiré de l'architecture de FENG et collab. [2016b]. Ce type de sous-cavité de type II – représentée en Fig.4.17 – permet une très bonne discrimination de la condition de résonance par effet Vernier (régime monomode) et admet moins de pertes "sèches" qu'une simple cavité de type II. Cependant, elle demande un ajustement fin des taux de couplage dans chacune des boucles présentes dans la sous-cavité décrite ici (Fig.4.17).

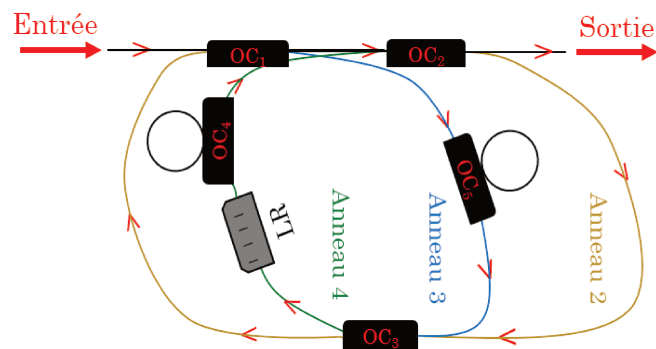


FIGURE 4.17 – Représentation schématique de la sous-cavité réalisée pour le développement de l'oscillateur mono-fréquence à cavités composées. OC₁ et OC₂ : coupleurs 2x2 à taux variable, 0 - 100% de transmission. OC₄ et OC₅ : coupleurs 2x2 50\50 intégrés dans des cavités de type I. OC₃ : coupleur 2x2 50\50; LR : Ligne à retard optique fibré ± 15 cm de différence de marche.

Ce développement final, dont l'architecture peut paraître complexe, a pour origine : une étude précise de l'état de l'art par rapport aux besoins de notre manipulation, un travail fastidieux d'itération architecturale de l'oscillateur laser (ajout/retrait de composants optiques), ainsi que de très nombreuses constatations expérimentales. Ainsi cette sous cavité est composée de :

- deux coupleurs 2x2 à taux variable, 0 - 100 % de transmission OC₁ et OC₂ ;
- un coupleur OC₃ 2x2 50\50 ;
- deux sous-cavités de type I "courtes" de 60 cm avec des coupleurs OC₄ et OC₅ 2x2 50\50 ;
- une ligne à retard optique fibré intra sous-cavité ;
- quatre boucles : l'anneau 1 étant la cavité principale et les trois autres anneaux sont contenus dans la sous-cavité de type II.

Analyse spectrale

Je rapporte tout d'abord en Fig.4.18 les performances de ce système d'un point de vue spectral. L'oscillateur réalisé permet de générer un spectre accordable sur le domaine d'émission en longueur d'onde de l'Ytterbium de 1020 à 1050 nm, avec 30 dB de contraste (Fig.4.18b). C'est le contraste maximum que permet le filtre commercial intra-cavité. La largeur à mi hauteur du spectre Gaussien, est quant à elle évaluée à 60 pm (cf.Fig.4.18e). Dans ce système, on constate alors que le spectre est à présent plus étroit que dans sa configuration sans sous-cavités, en Fig.4.3, où la largeur du spectre est de 150 pm (cf.Fig.4.5d).

32. Cette partie expérimentale est très dense car elle a demandé la réalisation d'une trentaine d'architectures différentes afin de comprendre le fonctionnement de cette technique, et par suite, d'aboutir à une architecture fonctionnelle.

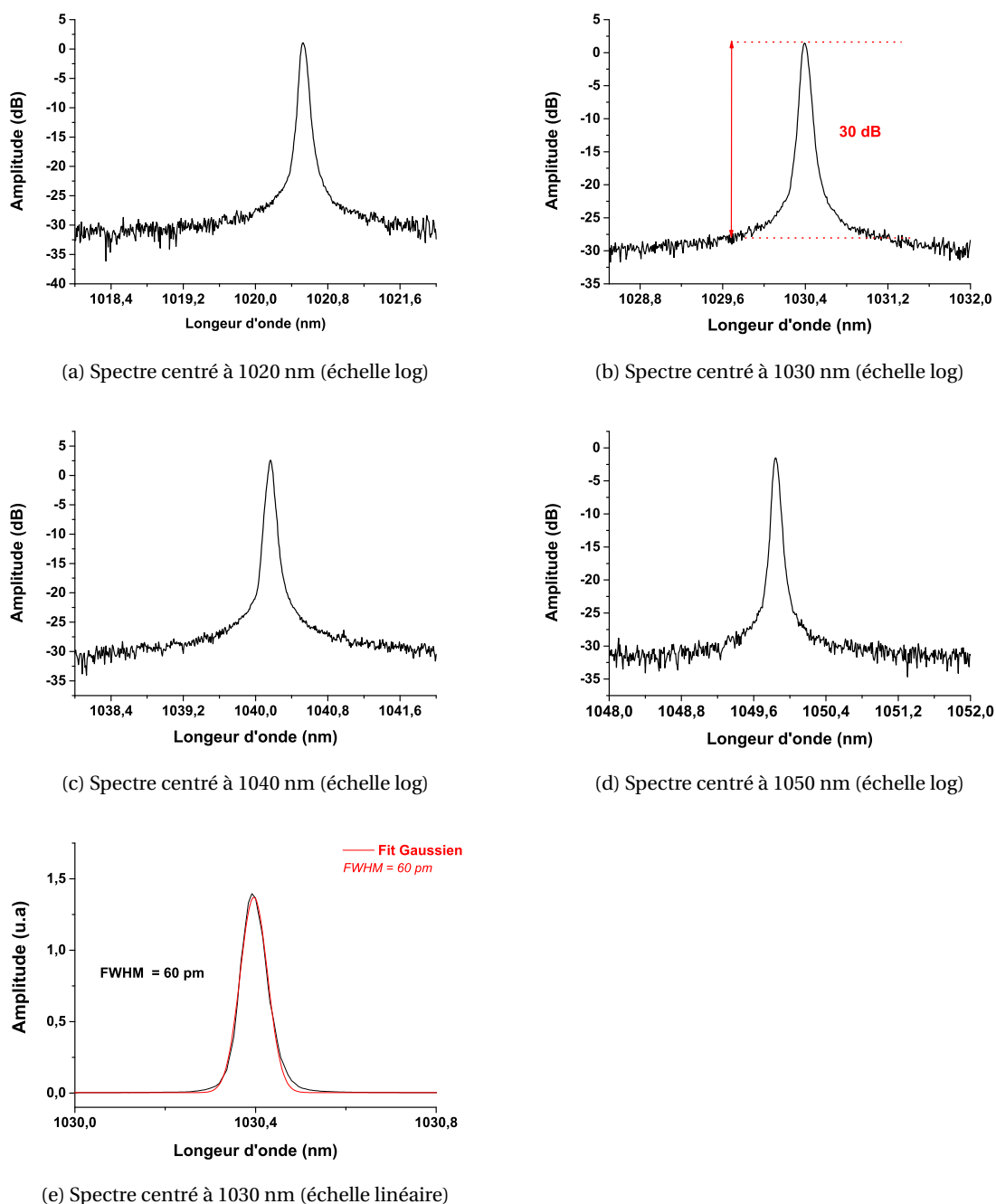


FIGURE 4.18 – Spectres obtenus pour le développement de l'oscillateur monofréquence via l'insertion de cavités composées. (b) - Le contraste est évalué à 30 dB. (e) - La largeur à mi hauteur est prise pour un spectre gaussien et évaluée à 60 pm.

Ce rétrécissement spectral est dû à la résonance d'un seul mode optique à l'intérieur de la bande de gain. Ici, nous ne sommes pas tout à fait en limite de résolution. Je suppose que le mode optique se déplace légèrement dans la bande de gain (l'effet Vernier se réalise sur les modes optiques voisins présents dans la bande gain initiale). En effet, comme représenté en Fig.4.19, on constate que la longueur d'onde admet des excursions en longueur d'onde centrale de quelques dizaines de picomètres. Cela provient du fait qu'il n'y pas de rétroaction particulière vis à vis de la longueur centrale au sein du système optique.

Ainsi, comme le système admet la résonance d'un seul mode optique, la longueur d'onde centrale du mode optique (entre chaque tour ou plusieurs tours de cavité) peut se décaler de quelques picomètres dans la bande de gain et cela donne alors l'aspect d'un spectre légèrement inhomogène.

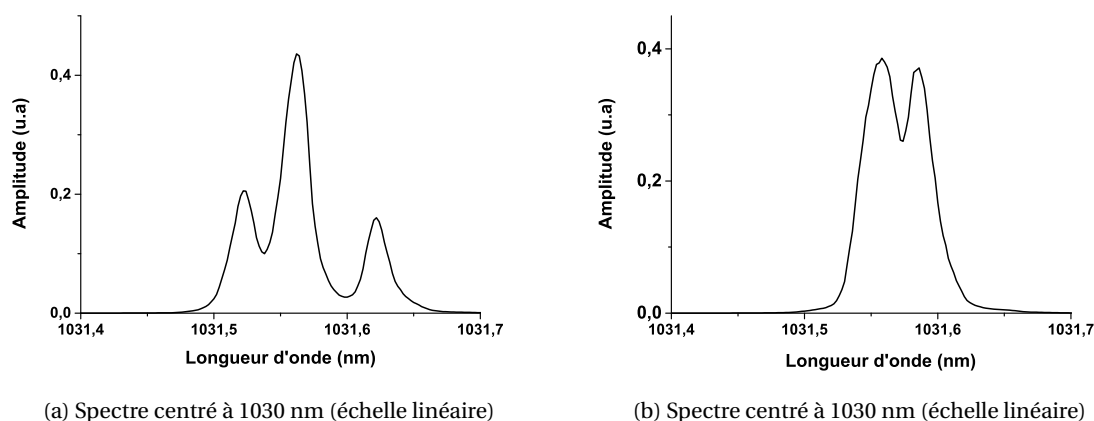


FIGURE 4.19 – Excursions sur la longueur d'onde centrale du signal. (a)-(b) : deux exemples de signaux enregistrés. Les excursions sont comprises sur une bande de 150 pm.

gène à l'analyseur de spectre³³. A contrario, si l'on analyse le même oscillateur en régime multi-mode, de part le très grand nombre de modes qui se partagent le gain de manière homogène, on observe un spectre fixe en longueur d'onde centrale.

Analyse radio fréquence

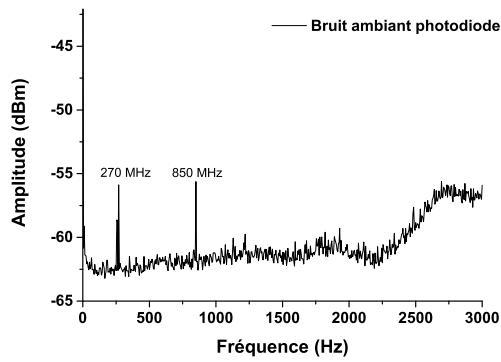
Comme explicité précédemment l'analyse radio fréquence (RF) donne une très bonne indication de la réduction du nombre de modes longitudinaux, et donc de la tendance du système optique à tendre vers un régime monofréquence. A l'aide de la ligne à retard intra-sous-cavité dans un premier temps, puis des coupleurs à taux de couplage variable dans un deuxième temps, j'ai convergé vers un régime monofréquence en cherchant à obtenir la trace RF comportant le moins de signatures fréquentielles possible, et cela sur plusieurs minutes d'acquisitions en mode persistance³⁴.

En Fig.4.20 je rapporte cinq traces RF. A noter que dans cette architecture de sous-cavité, nous n'avons vu aucun effet notable de la ligne à retard optique. La première trace (Fig.4.20a) est une mesure du bruit ambiant lorsque la photodiode fibrée de 5 GHz de bande passante électronique est branchée à l'analyseur RF et cachée par un voile noir. La deuxième courbe (cf.Fig.4.20b) est une mesure instantanée du système optique lorsque les coupleurs à taux variables sont réglés de manière quelconque. On observe alors la signature fréquentielle des modes longitudinaux qui résonnent à l'ISL de la cavité principale. Cette image illustre en réalité le **mode hopping** permanent qu'admet le système optique si les pertes au sein de la sous-cavité ne sont pas équilibrées correctement par rapport à l'ISL de la cavité principale (cf.Fig.4.11), égal à 15 MHz ici. A noter qu'ici je n'évalue pas – comme proposé par FENG et collab. [2016a] – le coefficient de perte unidirectionnelle (cf.Eq.(4.8)) et donc la bande passante optique imposée par la sous-cavité (cf.Eq.(4.7)). En effet, l'utilisation des coupleurs à taux de couplage variable permet de s'affranchir de ce calcul. Je considère ce calcul peu utile dans notre situation, car nous ne recherchons pas à évaluer la finesse, ou encore la largeur de raie (**linewidth**) du nouveau système optique³⁵. La troisième image (cf.Fig.4.20c) est une trace instantanée du système lorsque je règle les coupleurs de manière optimale. On n'observe aucune signature fréquentielle. La quatrième image (cf.Fig.4.20d) est une

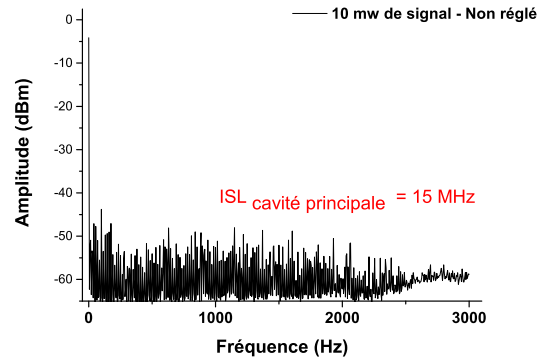
33. La mesure réalisée à l'analyseur de spectre n'est qu'une mesure moyenne du signal. Ainsi, l'analyseur de spectre ne permet pas de voir la longueur d'onde centrale exacte du signal à chaque tour de cavité. De ce fait, si la longueur d'onde centrale varie légèrement entre plusieurs tours de cavité, l'analyseur de spectre nous transmet – de par son échantillonnage moyen – un spectre légèrement inhomogène où plusieurs signaux se recouvrent.

34. Nous avons fait en sorte de garder un niveau de signal à minima de 10 mW sur la photodiode afin d'être sûr que les différences observées ne proviennent pas d'un manque de signal.

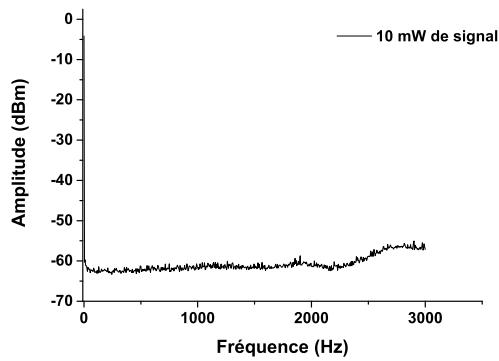
35. Le calcul de la perte unidirectionnelle est fastidieux dans le sens où pour qu'il soit exact – et nous donne alors une indication de la stabilité optique du système – il faut être capable d'évaluer la perte exacte de chaque composant optique introduit au sein de la sous-cavité.



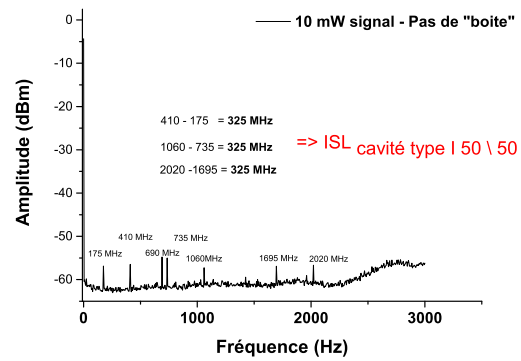
(a) Bruit ambiant photodiode 5 GHz



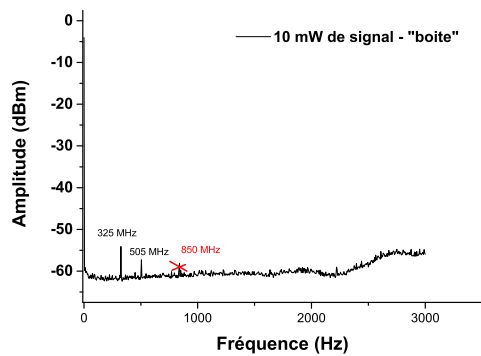
(b) Système non réglé et non isolé - trace instantanée



(c) Système réglé et non-isolé - trace instantanée



(d) Système réglé et non-isolé - persistance 10 min



(e) Système réglé et isolé - persistance 10 min

FIGURE 4.20 – Acquisitions de spectres RF réalisées dans le cadre de la caractérisation de l'oscillateur monofréquence. Tout au long des mesures, la puissance moyenne de signal à la photodiode 5 GHz est de 10 mW.

acquisition en persistance sur 10 minutes lorsque le système n'est pas isolé de quelconques vibrations mécaniques ou thermalisé (température constante au sein de la pièce et des composants optiques). On observe la présence de quelques signatures fréquentielles "de faibles amplitudes" ³⁶ (-50 dBm). Il apparaît que ces signatures fréquentielles soient caractéristiques de l'ISL des cavités de type I (introduites dans les anneaux 3 et 4 Fig.4.17) ayant ≈ 60 cm de longueur de boucle (ISL ≈ 325 MHz).

Enfin, la cinquième image (Fig.4.20e) est une acquisition en persistance sur 10 minutes lorsque le système est introduit dans une boîte, et ainsi, isolé d'une partie des vibrations mécaniques et un minimum thermalisé ³⁷. On observe une diminution du nombre de signatures fréquentielles. La dernière image témoigne du régime le plus stable que nous avons trouvé pour ce système optique. On suppose que les signatures fréquentielles encore présentes sont liées au **mode hopping** et quasiment impossible à éliminer pour notre système en l'état actuel. Celui-ci ne comporte aucune rétroaction pour corriger les variations de phases admises au sein du système. Ainsi, sans isolation totale du système d'un point de vu mécanique (compensation active des vibrations mécaniques) et thermique (thermalisation), le système admettra toujours des perturbations au cours du temps.

Analyse en puissance

Dans le sens des propos ci-dessus, l'analyse d'une acquisition du signal en puissance moyenne (système mono-fréquence) sur 22 minutes (Fig.4.21) révèle l'influence de l'isolation du système. Notamment vis à vis des variations thermiques dans le cas de la comparaison suivante.

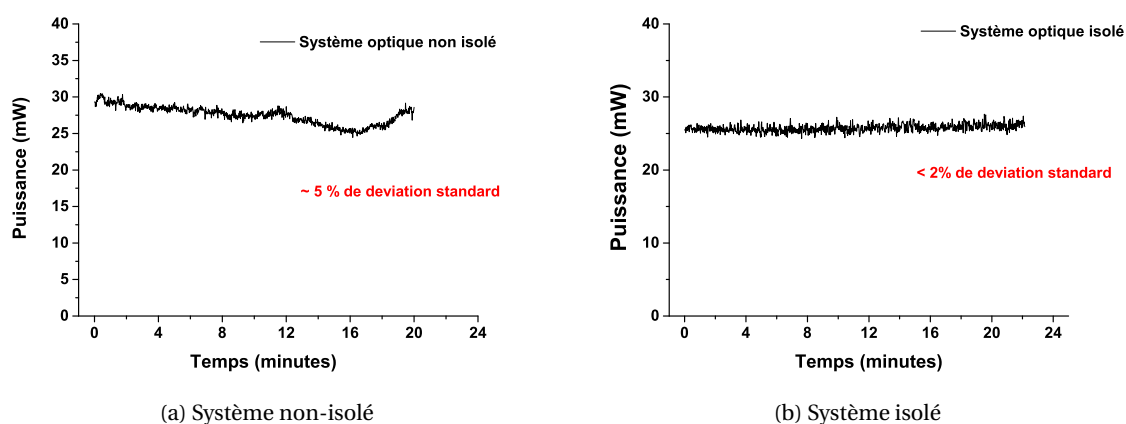


FIGURE 4.21 – Acquisition de la puissance moyenne du système mono-fréquence sur 22 minutes. Puissance moyenne initiale = 25 mW. (a) - Environ 5% de déviation standard sur la puissance moyenne. (b) - Moins de 5% de déviation standard sur la puissance moyenne.

Dans le premier cas (Fig.4.21a) on observe une dérive de la puissance moyenne lente, sur une période de plusieurs minutes, et qui représente une déviation standard de 5 % du signal sur 22 minutes. Dans la deuxième situation (Fig.4.21b), lorsque le système optique est simplement introduit dans une boîte fermée en acier, on note une déviation standard du signal en puissance de moins de 2 %. On suppose alors que le fait d'introduire le système laser dans une boîte close participe à la thermalisation du système laser et permet alors de diminuer le **mode hopping**, et par suite, les variations en intensité des photons au cours du temps.

36. Il est difficile de commenter l'influence des signatures fréquentielles par rapport à leurs amplitudes. En effet, les analyseur RF sont conçus pour détecter des signaux non-continus. Ainsi, on ne préfère pas s'avancer sur l'effet de l'amplitude des signaux détectés à l'analyseur. Dans ce travail de thèse, peu importe l'amplitude des signaux détectés, j'ai simplement cherché à les éliminer.

37. On estime les variations de 1 à 2 °C au sein de la salle expérimentale

Analyse temporelle : détection linéaire

Je propose ici – à l’instar des courbes en Fig.4.7 – d’étudier le signal d’un point de vu temporel : acquisition de 500 microsecondes du signal de sortie sur un oscilloscope de 8.40 GHz de bande passante avec une photodiode de 40 GHz de bande passante³⁸. On qualifie cette détection de linéaire (par opposition à la détection présentée dans le chapitre 6). Je trace la fonction de densité de probabilité (PDF) pour 2 mW de signal prélevé à la sortie du système. On estime ici avec une largeur spectrale proche 60 pm. Dans ce cas le ratio β_{op}/β_{el} est environ égal à 2.

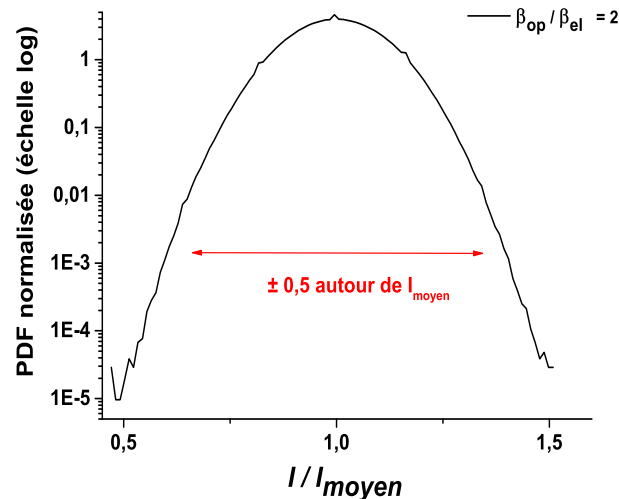


FIGURE 4.22 – Évolution au cours du temps de l’intensité de l’oscillateur laser monfréquence réalisé. Représentation sous forme d’une fonction de densité de probabilité (PDF). β_{op}/β_{el} vaut ≈ 2 . Acquisition sur 500 μ s- 1 million de points. Excursion de $\pm 0,5$ autour de la valeur moyenne.

La fonction de densité de probabilité tracée en Fig.4.22 révèle une distribution en intensité très resserrée autour de l’intensité moyenne (prise égale à 1). On note une excursion de plus ou moins 0,5 autour de l’intensité moyenne. Pour le laser multimodes (cf.Fig.4.7), à ratio β_{op}/β_{el} équivalent, on a noté des excursions allant jusqu’à 6 fois l’intensité moyenne. Ainsi, au regard de la PDF observée pour un oscillateur multimodes (Fig.4.7),on peut en déduire que cette PDF témoigne donc d’une amélioration significative de la stabilité temporelle.

4.4.4 Conclusion

A travers les différents résultats présentés ici, et notamment ceux qui concernent le dernier développement en section (4.4.3), on peut dire de façon certaine que la technique des cavités composées, bien que fastidieuse dans sa mise oeuvre technique, permet de réduire de manière très significative la résonance d’un grand nombre de modes longitudinaux. Ainsi, les différents points d’analyse évoqués ici permettent de témoigner de la stabilité temporelle de notre système, jusqu’à l’obtention d’un régime où la résonance d’un seul mode longitudinal est autorisé (condition d’oscillation laser satisfaite). Qui plus est, l’accordabilité spectrale atteinte dans ce régime particulier est comprise entre 1020 nm et 1050 nm. Cependant, nous avons vu que l’inconvénient majeure de cette technique est le saut de mode (mode hopping)³⁹. Pour lutter contre ce phénomène naturel (étant donné la large bande de gain utilisée), on peut agir sur un raccourcissement de la cavité, une isolation du système vis à vis des vibrations mécaniques, ainsi qu’une thermalisation du système. Cependant, sans une quelconque rétroaction sur la phase ou la longueur d’onde centrale du système, le système présentera toujours du mode hopping.

38. Les câbles coaxiaux ont une bande passante de 16 GHz, et à priori, ils ne limitent donc pas la bande passante de l’ensemble de la chaîne de détection)

39. Cela est d’autant plus vrai si l’on ajoute de la longueur de fibre dans le système.

Pour être totalement complet dans la caractérisation de ce développement, j'aurais également pu examiner le système avec un interféromètre de Fabry-Pérot, ou encore via la technique dite de "beat noise" CHEN et collab. [2005]. Notamment afin de confirmer la monomodalité totale du système ainsi que la largeur de raie (linewidth) du mode optique unique. Cependant, à la suite de ces très nombreux développements j'ai considéré que je ne pourrais pas aller plus loin dans la réalisation d'un système monofréquence entièrement fibré utilisant la technique des sous-cavités passives. Le but de ces développements n'était pas de concurrencer des systèmes laser monofréquence utilisés pour la métrologie optique⁴⁰, mais d'essayer de créer un oscillateur laser compact, robuste et suffisamment stable pour servir d'injecteur à la technologie présentée en section 5.2.3.

4.5 Réalisation expérimentale d'une source de lumière stochastique basée sur la génération d'ASE dans des fibres optiques dopées aux ions Ytterbium

Précédemment, j'ai présenté la réalisation de deux oscillateurs laser dont la cohérence temporelle est strictement opposée. Un oscillateur laser multimode (cf.section4.3) qui comporte un très grand nombre de modes longitudinaux qui interfèrent entre eux, et rendent alors l'oscillateur aléatoire, d'un point de vue de sa cohérence temporelle. Un oscillateur monofréquence (cf.section4.4) qui quant à lui, autorise la résonance d'un seul ou de quelques modes longitudinaux. De ce fait, on considère alors cet oscillateur laser comme totalement cohérent.

Le développement qui suit est différent de ceux qui sont présentés plus haut. Ici, je propose de développer un injecteur de lumière stimulée (et non pas un oscillateur laser au sens résonance de fréquences particulières) à partir de la super-luminescence des ions Ytterbium au sein d'une fibre optique. Plus généralement, on appelle ce phénomène l'émission spontanée amplifiée (ASE, 3.6), qui n'est autre que de la lumière produite par émission spontanée et qui est ensuite amplifiée optiquement par le processus d'émission stimulée dans un milieu à gain. Dans le cas présent, le milieu à gain est une fibre dopée aux ions Ytterbium et pompée optiquement à 975 nm. Ainsi, une source d'ASE filtrée et amplifiée est considérée comme une source aléatoire/stochastique DE CHATELLUS et PIQUE [2009]; EINSTEIN [1967]; LOUDON [2000]. En effet, nous avons vu en (3.6) que par construction, l'ASE ne comporte aucun mode optique et que les photons émis n'ont pas de relation de phase entre eux. Dans cette partie, je présente tout d'abord la réalisation technique d'un injecteur ASE accordable en longueur d'onde avec un très bon contraste (> 40 dB) et de 200 mW de puissance moyenne sur sa plage d'accordabilité recherchée de 1020 à 1050 nm. J'étudie ensuite les propriétés de cohérence temporelle du champ électrique de la source d'ASE réalisée. Je conclus en explicitant la différence majeure entre une source chaotique type ASE et type oscillateur multimode.

4.5.1 Schéma expérimental de l'injecteur ASE

Le montage expérimental présenté en Fig.4.23 est un système entièrement fibré et à maintien de polarisation (fibre à maintien de polarisation, vPM). Je rapporte des photos de cette réalisation en annexe D.

Il est composé de trois blocs caractéristiques :

- Le premier bloc permet de générer le signal d'ASE initial. Il est constitué d'une fibre double gaine de 6 μm de coeur, dopée aux ions Ytterbium (6\125 μm) et pompée, via un combineur de pompe 2 + 1 \rightarrow 1, par une diode laser multimode délivrant jusqu'à 10 W de puissance moyenne à 976 nm. Afin d'assurer l'opération d'émission spontanée et éviter tout effet laser parasite, l'extrémité gauche de l'injecteur ASE est clivée en angle (8°) et l'extrémité droite est soudée à un isolateur fibré. Finalement, ce premier bloc délivre 1 W de puissance moyenne sur une bande passante spectrale de 40 nm autour de 1030 nm (section efficace d'émission

40. A l'image de ce que réalise "Toptica Photonics" par exemple.

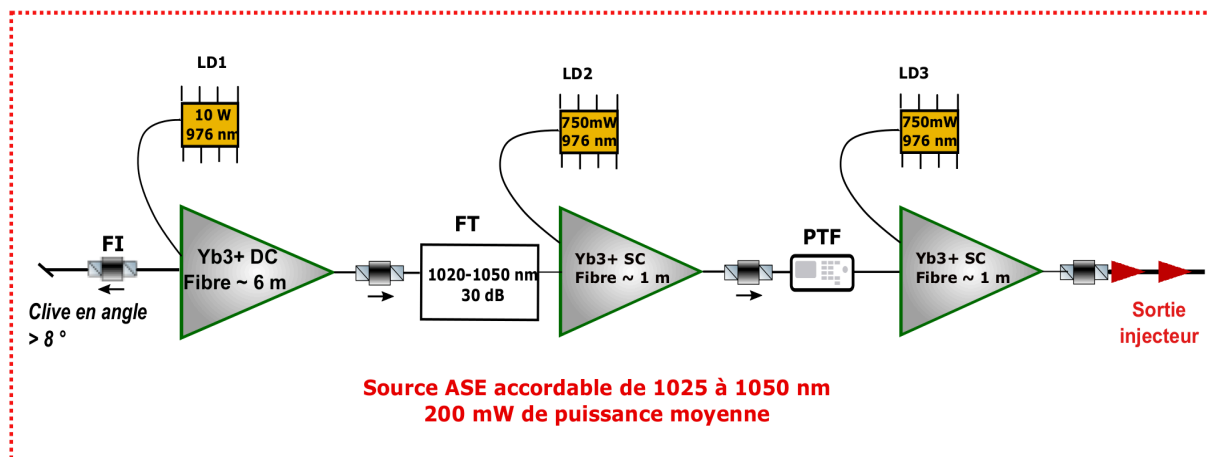


FIGURE 4.23 – Schéma de l'injecteur ASE réalisé au cours de ces travaux de thèse. LD : Diode laser; DC : Double Gaine; IF : Isolateur fibré. PTF : Filtre accordable programmable; FT : Filtre accordable avec 30 dB de contraste ("off band"); SC : Simple gaine.

des ions Ytterbium). A la suite de ce premier bloc, on soude un premier filtre fibré ajusté manuellement⁴¹. Celui-ci permet d'accorder de manière continue la longueur d'onde centrale du signal de 1020 à 1060 nm, sur 1 nm de bande passante, et avec 30 dB de ratio d'extinction.

- Le deuxième bloc permet de compenser les pertes introduites par le filtre (> à 5 dB). Cet étage amplificateur – délivrant jusqu'à 150 mW de puissance moyenne – est composé d'une fibre PM dopée aux ions Ytterbium de 6 μm de coeur et pompée optiquement par une diode monomode de 750 mW émettant à 976 nm. A la sortie de ce premier étage d'amplification je place un filtre accordable programmable. Ce dispositif⁴² (PTF sur la Fig.4.23) commercial haute résolution permet de sélectionner une bande passante spectrale allant de 1 nm à 60 pm sur toute notre gamme d'émission de l'amplificateur laser, et avec un taux d'extinction supérieur à 40 dB. Nous verrons que ce haut niveau d'accordabilité spectrale permet une étude très fine des propriétés statistiques de l'ASE en régime CW PIETRALUNGA et collab. [2003] MUNIZ-CÁNOVAS et collab. [2019].
- Afin de compenser les pertes à la sortie du filtre programmable, je rajoute un dernier étage d'amplification identique à celui décrit précédemment. Un isolateur fibré est également soudé afin d'éviter tout retour⁴³ dans les étages antérieurs, et donc tout effet laser non désiré.

Finalement, l'injecteur ASE réalisé permet de générer un signal pouvant atteindre 200 mW de puissance moyenne en régime CW. Ce signal est également accordable de manière continue sur la plage d'accordabilité de 1025 à 1050 nm, ainsi qu'une largeur de bande allant de 60 pm à 1 nm et avec un contraste supérieur à 40 dB.

4.5.2 Résultats Expérimentaux

Analyse spectrale

Je rapporte tout d'abord les performances spectrales de l'injecteur ASE réalisé. La Fig. 4.24 illustre l'accordabilité en longueur d'onde du système réalisé.

41. Filtre commercial à couches semi-conductrices de marque "Agiltron Inc".

42. Ce type de filtre est communément appelé "waveshaper" en anglais. Le modèle utilisé est un "Waveshaper 1000A" de la société "Finisar"

43. On pense notamment à la réflexion de Fresnel qui représente 4% du signal dans la même direction de sortie du signal. Dans des milieux fibrés où le gain des étages est supérieur à 30, cette réflexion suffit à générer un effet laser.

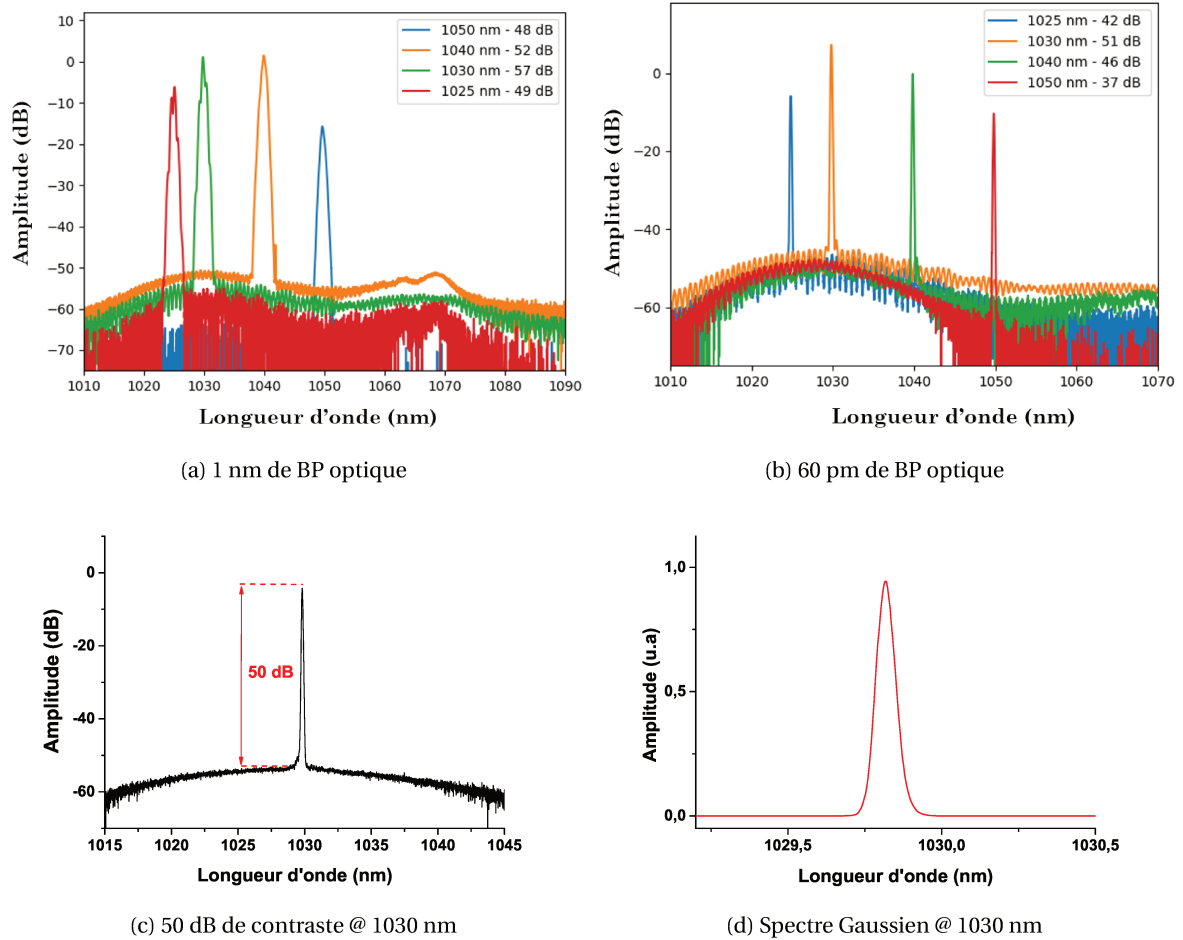


FIGURE 4.24 – Bande d'accordabilité spectrale obtenue pour l'injecteur ASE développé. Spectre gaussien accordable de 1025 à 1050 nm de manière continue. Largeur spectrale accordable de 60 pm à 1 nm avec plus de 35 dB de contraste. BP : Bande passante.

Ainsi, on génère un spectre gaussien accordable de 1025 à 1050 nm de manière continue dont on peut régler la largeur spectrale (largeur de la bande passante optique) de 60 pm à 1 nm avec un contraste supérieur à 35 dB sur toute la bande optique. On note même un contraste supérieur à 50 dB à 1030 nm (Fig.4.24c). Nous avons notamment vu que cette notion de contraste est très importante d'un point de vue de la détection linéaire (photodiode + oscilloscope) des surintensités présentes dans les sources chaotiques. En effet, plus le contraste au niveau du spectre est élevé, meilleure sera l'évaluation du ratio β_{op}/β_{el} et in fine, notre compréhension des phénomènes physiques observés.

Analyse Radio fréquence

Afin d'analyser la construction modale de l'injecteur réalisé, je trace la réponse radio fréquence de l'injecteur ASE (Fig.4.25). Comme attendu, la trace RF ne révèle pas de signatures fréquentielles caractéristiques qui pourraient être liées à la présence de mode longitudinaux et donc à la détection d'une quelconque condition de cavité (propre aux systèmes lasers). En effet, par construction l'ASE ne comporte pas de modes optiques (car pas de cavité) et le système optique développé ne présente donc a priori aucune fréquence caractéristique. Notons néanmoins, que l'on observe sur la trace RF (Fig.4.25) une modulation de fréquence à 100 MHz⁴⁴. Il est difficile de donner une signification physique précise à cette modulation, d'autant plus qu'elle est proche du plancher de bruit de l'appareil de mesure.

44. Cette modulation est présente quelque soit la largeur spectrale, de 60 à 1 nm de bande passante optique.

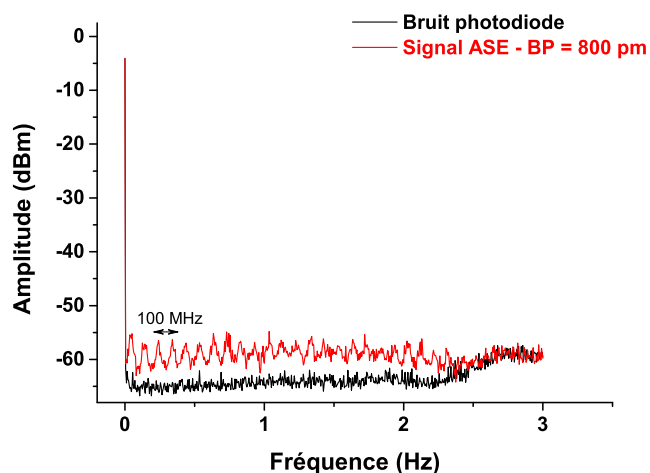


FIGURE 4.25 – Acquisition d'un spectre RF réalisé pour la caractérisation de l'injecteur ASE. La mesure correspond à 10 mW de puissance moyenne d'ASE filtré à 800 pm sur une photodiode 5 GHz.

Analyse temporelle : détection linéaire

Ci-dessous, j'analyse la stabilité en intensité du signal au cours du temps en utilisant la même méthode de détection linéaire évoquée plus haut. Dans un premier temps, je reporte la fonction de densité de probabilité (PDF) de l'injecteur ASE à 1030 nm – pour 2 mW de signal – lorsque le spectre est filtré à 60 pm. En théorie, le ratio β_{op}/β_{el} vaut 2 et le facteur M vaut 2,4. Je rappelle que le facteur M est utilisé afin d'assimiler la distribution statistique en intensité des photons d'ASE à une distribution de Bose Einstein. Je définis ce paramètre en section 3.6.3 par l'Eq.(3.108) (le signal est considéré comme entièrement polarisé). On ajoute à la courbe une régression non-linéaire qui correspond au modèle de Bose-Einstein présenté en section 3.6 (Eq.(4.1)).

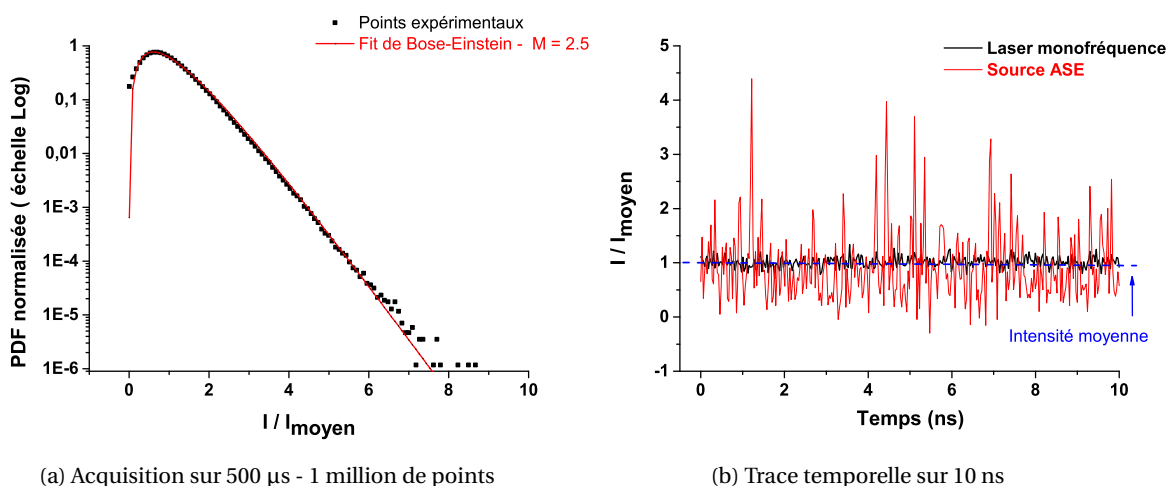


FIGURE 4.26 – Évolution au cours du temps de l'intensité de la source ASE. (a) - Représentation sous forme d'une fonction de densité de probabilité (PDF). Points noirs : points expérimentaux Mévalué à 2,4. Courbe rouge : Ajustement de Bose - Einstein pour $M=2,5$. (b) - Trace temporelle oscilloscope sur 10 ns pour l'injecteur ASE (courbe rouge) et un oscillateur de référence mono-fréquence (courbe noire).

On observe tout d'abord que le système optique présente des surintensités qui vont jusqu'à 7 fois l'intensité moyenne (points noirs Fig.4.26a). Dans ce sens, la Fig.4.26b donne également un aspect visuel clair de ces surintensités, notamment lorsque l'on superpose la trace temporelle du signal ASE avec une trace temporelle d'un laser monofréquence. Dans le cas du laser mono-

fréquence (courbe noire Fig.4.26b), on a une intensité moyenne qui ne varie pas (ou quasiment pas) et qui est égale à 1. Dans le cas de la source ASE (courbe rouge Fig.4.26b) on observe une variation du signal autour de 1, avec ici une surintensité qui atteint un ordre supérieur à $4 I_{moyen}$ ⁴⁵. La régression non-linéaire de Bose-Einstein sur mes données expérimentales – on utilise un ajustement des moindres carrés de l'équation – donne une valeur M égale à 2,5. Cette valeur correspond à un ratio β_{op}/β_{el} de 2,1, soit 5 % d'écart avec la valeur de 2 prédite de manière expérimentale. Cette légère différence peut provenir à la fois de la bande passante optique, qui est peut être légèrement différente de 60 pm, ou de bande passante de la chaîne de détection qui est légèrement inférieur à 8,40 GHz.

Pour aller plus loin dans l'étude de cette source, j'ai également utilisé ces données expérimentales dans le but de valider un modèle numérique présenté en section 4.2.3 de ce chapitre ainsi qu'en annexe B.

Ainsi, en Fig.4.27 je reporte une courbe qui décrit la superposition des trois PDF suivantes :

- Courbe noire : PDF obtenue via le modèle dit "classique" pour un facteur M prit égal à 2,5;
- Courbe rouge : PDF obtenue à partir du modèle de distribution statistique de Bose - Einstein pour $M = 2,5$;
- Points bleus : données expérimentales.

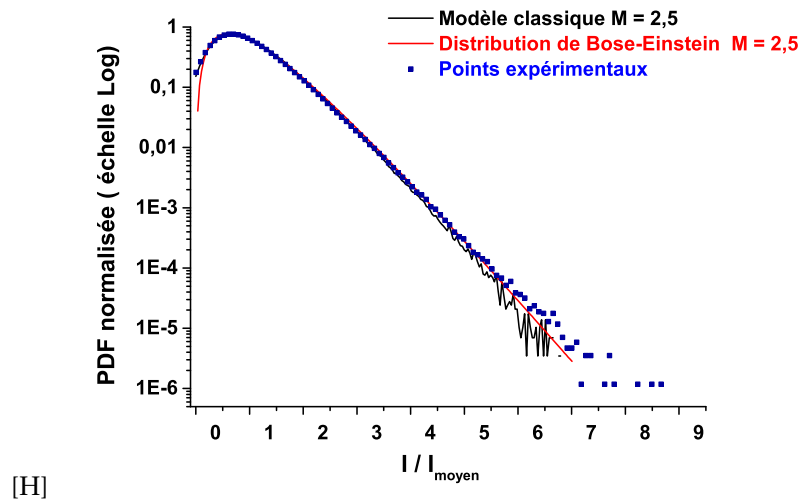


FIGURE 4.27 – Superposition des fonctions de densité de probabilité (PDF) étudiés dans mes travaux de thèse. Courbe noire : PDF obtenue via le modèle dit "classique" pour un facteur M prit égal à 2,5. Courbe rouge : PDF obtenue à partir du modèle de distribution statistique de Bose - Einstein pour $M = 2,5$. Points bleus : données expérimentales.

On constate une parfaite adéquation entre ces trois courbes. Le modèle classique ainsi que la distribution de Bose-Einstein théorique (pas de régression non-linéaire ici) suivent la PDF expérimentale. On en conclut alors que le modèle "classique" développé permet de simuler une distribution statistique de type Bose-Einstein.

La validation du modèle classique dans cette expérience nous permet alors d'utiliser ce modèle dans la suite de mes expériences, notamment afin de prédire le temps de cohérence temporelle de la source stochastique picoseconde développée en chapitre 6.

45. La trace temporelle reportée en Fig. Fig.4.26b illustre seulement le comportement du système sur 10 ns. Ainsi, de manière aléatoire on a acquis ici une surintensité faisant $4 I_{moyen}$. Dix nanosecondes plus tard, on aurait pu faire l'acquisition de surintensités plus ou moins importantes et ainsi de suite. Il faut garder à l'esprit ici, que nous observons des phénomènes statistiques.

4.5.3 Conclusion

J'ai présenté ici la réalisation d'une source ASE fonctionnelle, accordable en longueur d'onde, robuste, et possédant un excellent contraste spectral. Grâce au filtrage spectral très fin et au très bon contraste permis par l'utilisation du filtre programmable ("waveshaper", PTF en Fig.4.23), j'ai tout d'abord démontré que la source stochastique CW développée est bien une source chaotique, et qu'elle obéit à une distribution statistique de Bose-Einstein (comme le prédisait la théorie MUNIZ-CÁNOVAS et collab. [2019]). Par ailleurs, nous avons été capable de simuler et de reproduire ce comportement chaotique via l'utilisation d'un modèle issu de la mécanique classique (annexe B). Nous verrons que le fait de pouvoir régler la largeur spectrale du signal permet d'une part, une flexibilité technique sur le dimensionnement des étages d'amplification en régime impulsionnel. Et d'autre part, de régler la cohérence temporelle de la source stochastique impulsionnelle développée.

Pour conclure sur ce développement, il est judicieux de mettre en regard de la source stochastique CW ASE, la source multimode développée en section 4.3. En effet, l'analyse de ces deux sources à travers l'observation des PDF permet de supposer qu'une source fortement multimodes est équivalente à une source ASE MUNIZ-CÁNOVAS et collab. [2019], notamment vis à vis de la présence de surintensités dans les deux cas. Cependant, cela n'est pas correcte d'un point de vue de la physique fondamentale. Par construction physique, la source ASE ne présente pas de modes optiques et est donc "adimensionnelle". I.e. la PDF d'une source ASE est indépendante de la largeur du spectre. Autrement dit, les PDF d'un signal de 1 nm de large et de 60 pm sont par principe physique exactement les mêmes : le niveau le plus élevé des surintensités ("pics" en Fig.4.26b par exemple) ne dépend pas du spectre. Si l'on considère maintenant une source fortement multimode, l'ordre le niveau le plus élevé des surintensités dépend de la largeur du spectre optique et la PDF n'est plus "adimensionnelle". Ainsi, bien que ces deux sources soient considérées comme chaotiques DE CHATELLUS et PIQUE [2009], elles sont fondamentalement différentes LOUDON [2000].

4.6 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre j'ai présenté la réalisation de trois injecteurs accordables en longueur d'onde autour de 1030 nm, dont la stabilité temporelle en intensité varie de la plus stable, pour la source monochromatique (cf.4.4), à la plus instable, pour les sources aléatoires/chaotiques multimode (cf.4.3) et ASE (cf.4.5). Je résume les performances de ces oscillateurs dans le tableau 4.2.

Performances des oscillateurs et injecteurs développés				
	Puissance moyenne (mW)	Longueurs d'onde (nm)	Nombre de modes	Fluctuations d'intensité
Oscillateur multimodes	100	[1006-1050] @ 30 dB	> 2000	6 I_{moyen}
Oscillateur monofréquence	25	[1020-1050] @ 30 dB	1*	$I \approx I_{\text{moyen}}$
Source stochastique (ASE)	150	[1025-1050] @ 40 dB	pas de modes optiques	7 I_{moyen}

TABLEAU 4.2 – Récapitulatif des performances obtenues pour les oscillateurs CW et injecteurs développés dans ces travaux de thèse. dB : évoque le contraste spectral. *Le système peut admettre des sauts en fréquence et donc plusieurs modes optiques par instant.

Ces réalisations m'ont également permis d'introduire une méthode de détection linéaire afin de caractériser les variations temporelles en intensité des sources de lumières en régime CW. Dans

la suite de ce manuscrit, la caractérisation en intensité de ces injecteurs m'a permis d'une part, d'améliorer notre compréhension sur la construction temporelle en intensité de l'injecteur nécessaire pour un bon fonctionnement du système laser global présenté en section 5.2.3. D'autre part, à travers ces caractérisations, nous avons également développé une théorie à propos de l'influence de la cohérence temporelle d'un train d'onde de lumière stimulée, sur l'efficacité lors de la génération d'effets non-linéaires optiques dans des milieux solides ou fibrés (chapitre 6). Notons que dans ces travaux de thèse, j'ai également utilisé deux autres oscillateurs lasers, à savoir, un laser monofréquence commercial⁴⁶ émettant à 1030 nm avec une linewidth de 10 kHz, et une diode laser semi-conductrice "few modes"⁴⁷ (< 10 modes optiques) émettant à 1030 nm et stable en longueur d'onde (pas de mode hopping). Dans la suite de nos expérimentations, nous nous serviront de ces deux injecteurs comme éléments de référence.

46. Modèle Koheras de la société NKT Photonic.

47. Marque "II-VI Incorporated".

4.7 Références

- ABDULLINA, S. R., A. A. VLASOV, I. A. LOBACH, O. V. BELAI, D. A. SHAPIRO et S. A. BABIN. 2016, «Single-frequency Yb-doped fiber laser with distributed feedback based on a random FBG», *Laser Physics Letters*, vol. 13, n° 7, doi :10.1088/1612-2011/13/7/075104, p. 75 104, ISSN 1612202X. URL <http://dx.doi.org/10.1088/1612-2011/13/7/075104>. 100
- BEAM, P. 1993, «Fig. 1 Fundamental structure of the DBR dye laser», , p. 64–67. 100
- BOGAERTS, W., P. DE HEYN, T. VAN VAERENBERGH, K. DE VOS, S. KUMAR SELVARAJA, T. CLAES, P. DUMON, P. BIENSTMAN, D. VAN THOURHOUT et R. BAETS. 2012, «Silicon microring resonators», *Laser and Photonics Reviews*, vol. 6, n° 1, doi :10.1002/lpor.201100017, p. 47–73, ISSN 18638880. 100
- CHEN, W., R. S. TUCKER, X. YI, W. SHIEH et J. S. EVANS. 2005, «Optical signal-to-noise ratio monitoring using uncorrelated beat noise», *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, n° 11, doi : 10.1109/LPT.2005.858100, p. 2484–2486, ISSN 10411135. 117
- DE CHATELLUS, H. G. et J. P. PIQUE. 2009, «Coherence properties of modeless lasers», *Proceedings of Science*, vol. 101, n° 08, doi :10.22323/1.101.0008, ISSN 18248039. 117, 122
- DUBRASQUET, R. 2014, «Étude et développement de sources laser à fibre dopées Ytterbium émettant à des longueurs d'ondes exotiques pour des applications industrielles et médicales To cite this version : HAL Id : tel-02164591», . 92
- EINSTEIN, A. 1967, «On the Quantum Theory of Radiation», *The Old Quantum Theory*, vol. 18, n° 18, doi :10.1016/b978-0-08-012102-4.50018-8, p. 167–183. 117
- FENG, S., Q. MAO, Y. TIAN, Y. MA, W. LI et L. WEI. 2013, «Widely tunable single longitudinal mode fiber laser with cascaded fiber-ring secondary cavity», *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 25, n° 4, doi :10.1109/LPT.2012.2235141, p. 323–326, ISSN 10411135. xii, 102, 103, 104
- FENG, T., D. DING, F. YAN, Z. ZHAO, H. SU et X. S. YAO. 2016a, «Widely tunable single-/dual-wavelength fiber lasers with ultra-narrow linewidth and high OSNR using high quality passive subring cavity and novel tuning method», *Optics Express*, vol. 24, n° 17, doi :10.1364/oe.24.019760, p. 19 760, ISSN 1094-4087. 102, 103, 104, 113
- FENG, T., D. DING, Z. ZHAO, H. SU, F. YAN et X. S. YAO. 2016b, «Switchable 10 nm-spaced dual-wavelength SLM fiber laser with sub-kHz linewidth and high OSNR using a novel multiple-ring configuration», *Laser Physics Letters*, vol. 13, n° 10, doi :10.1088/1612-2011/13/10/105104, p. 105 104, ISSN 1612202X. URL <http://dx.doi.org/10.1088/1612-2011/13/10/105104>. 104, 109, 110, 111
- JA, Y. H. 1995, «Vernier operation of fiber ring and loop resonators», *Fiber and Integrated Optics*, vol. 14, n° 3, doi :10.1080/01468039508241778, p. 225–244, ISSN 10964681. 101
- LASER, E.-D. F. R. et A. ABSTRACT. 2007, «A Stabilized and Tunable Single-Frequency Employing External Injection Locking», vol. 25, n° 4, p. 1027–1033. 103
- LI, L., M. ZHANG, Y. LIU, Y. LI et Y. WANG. 2015, «Stable single-longitudinal-mode erbium-doped fiber laser with narrow linewidth utilizing parallel fiber ring resonator incorporating saturable absorber and fiber Bragg grating», *Applied Optics*, vol. 54, n° 13, doi :10.1364/ao.54.004001, p. 4001, ISSN 0003-6935. 104, 105
- LOUDON, R. 2000, *The Quantum Theory of Light*, New York : Oxford university press. 91, 117, 122

- LU, B. L., J. KANG, X. Y. QI, X. Q. FENG, L. HOU, M. JIANG, H. W. CHEN, Y. WANG, K. L. WANG et J. T. BAI. 2017, «High-Stability Broadband Wavelength-Tunable Single-Frequency Ytterbium-Doped All-Fiber Compound Ring Cavity», *IEEE Photonics Journal*, vol. 9, n° 2, doi : 10.1109/JPHOT.2017.2657747, ISSN 19430655. [104](#)
- MUNIZ-CÁNOVAS, P., Y. O. BARMENKOV, A. V. KIR'YANOV, J. L. CRUZ et M. V. ANDRÉS. 2019, «ASE narrow-band noise pulsing in erbium-doped fiber amplifier and its effect on self-phase modulation», *Optics Express*, vol. 27, n° 6, doi :10.1364/oe.27.008520, p. 8520, ISSN 1094-4087. [97](#), [118](#), [122](#)
- PIETRALUNGA, S. M., P. MARTELLI et M. MARTINELLI. 2003, «Photon statistics of amplified spontaneous emission in a dense wavelength-division multiplexing regime», *Opt. Lett.*, vol. 28, n° 3, doi :10.1364/OL.28.000152, p. 152–154. URL <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-28-3-152>. [97](#), [118](#)
- RABINOVICH, W. S. et B. J. FELDMAN. 1989, «Spatial hole burning effects in distributed feedback lasers», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, n° 1, p. 20–30. [99](#)
- R.ROYON. 2013, *Laser Accordable*, thèse de doctorat, Université de Bordeaux I. [93](#)
- SMIRNOV, S. V. et D. V. CHURKIN. 2013, «Modeling of spectral and statistical properties of a random distributed feedback fiber laser», *Optics Express*, vol. 21, n° 18, doi :10.1364/oe.21.021236, p. 21 236, ISSN 1094-4087. [91](#)
- YEH, C., T. HUANG, H. CHIEN, C. KO et S. CHI. 2007, «Tunable S-band erbium-doped triple-ring laser with single-longitudinal-mode operation», vol. 15, n° 2, p. 382–386. [104](#)
- YIN, F., S. YANG, H. CHEN, M. CHEN et S. XIE. 2011, «60-nm-Wide Tunable Single-Longitudinal-Mode Ytterbium Fiber Laser With Passive Multiple-Ring Cavity», *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, n° 22, doi :10.1109/LPT.2011.2166112, p. 1658–1660, ISSN 19410174. [104](#), [108](#)
- ZAYHOWSKI, J. J. 1990, «Limits imposed by spatial hole burning on the single-mode operation of standing wave laser cavities», *XVII International Conference on Quantum Electronics. Digest of*, vol. 15, n° 8, doi :10.1364/ol.15.000431, p. 148, ISSN 0146-9592. [99](#)
- ZHANG, J., J. W. LIT et J. W. LIT. 1994, «All-Fiber Compound Ring Resonator with a Ring Filter», *Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, n° 7, doi :10.1109/50.301819, p. 1256–1262, ISSN 15582213. [100](#)
- ZHANG, J., C.-Y. YUE, G. W. SCHIM, W. R. L. CLEMENTS et J. W. Y. LIT. 1996, «Single-Mode Compound-Ring Erbium-Doped Fiber Laser», vol. 14, n° 1, p. 104–109. [100](#), [101](#), [103](#), [104](#), [108](#)

Chapitre 5

Source de lumière pulsée picoseconde de forte puissance et application pour la génération de mélange à quatre ondes

« L'ouvrier qui veut bien faire son travail doit commencer par aiguïser ses instruments. »

Confucius

Sommaire

5.1 Introduction du chapitre	128
5.2 Principales technologies lasers fibrées pour la génération d'impulsions picosecondes et utilisées en dermato-esthétique	128
5.2.1 Lasers à régime déclenché	129
5.2.2 Lasers à verrouillage de modes	130
5.2.3 Lasers à déclenchement d'impulsion	132
5.2.4 Avantages et inconvénients des solutions proposées	136
5.3 Étude de la versatilité du système d'amplification utilisé	136
5.3.1 Accordabilité en longueurs d'onde	136
5.3.2 Distribution en énergie au sein des portes temporelles	140
5.3.3 Convergence de l'écart-type de la distribution en énergie vers la loi normale	143
5.3.4 Durées des impulsions	145
5.3.5 Puissance crête des impulsions	147
5.4 Application pour la génération de mélange à quatre ondes	150
5.4.1 État de l'art des sources lasers fibrés picoseconde émettant dans le domaine visible	150
5.4.2 Paramètres optogéométriques des fibres microstructurées utilisées	151
5.4.3 Génération de mélange à quatre ondes	153
5.5 Conclusion du chapitre	157
5.6 Références	159

5.1 Introduction du chapitre

Dans le cadre du projet PARACETAMOL (cf. 1.1.1) et de ces travaux de thèse, le laboratoire a acquis – auprès de la société IRISIOME – un prototype de laser impulsif novateur basé sur la génération d'impulsions picosecondes accordables en durée, de 45 ps à quelques ns, et en taux de répétition de 5 MHz à 1 GHz (prototype du laser du MANNY - IR 1030 nm¹). Je rapporte une photo de la source commerciale en annexe D. L'objectif principal de cette acquisition est d'étudier la capacité de cette source novatrice à générer des longueurs d'onde visibles via la génération d'effets non-linéaires optiques. Dans ce cadre, le but est notamment de transférer l'accordabilité en longueurs d'onde de la bande d'émission de l'Ytterbium, typiquement de 1020 à 1050 nm, vers des longueurs d'onde visibles, typiquement entre 600 et 800 nm, via des effets non-linéaires optiques de FWM au sein de fibres optiques micro-structurées spécialement développées pour cette application². Ce développement est d'une part intéressant dans la perspective d'intégration de cet étage non-linéaire au sein des systèmes laser utilisés pour la dermatologie esthétique : notion de photothermolyse sélective³ très importante en dermatologie. D'autre part, une source laser picoseconde émettant dans le visible peut être également un outil très intéressant de recherche scientifique dans les domaines suivants : microscopie avancée; spectroscopie, bio-photonique, optique non linéaire, recherche laser, etc... LAVOUTE et collab. [2010].

Néanmoins, l'intégration de la technologie de découpe d'impulsion (présentée ci-dessous en 5.2.3) au sein de systèmes d'amplification laser type "Master Oscillator Power Amplifier" MOPA (cf. Fig. 5.5) est récente, et nécessite donc une étude approfondie des paramètres optiques intrinsèque à la technologie. On pense aux paramètres suivants :

1. Accordabilité en longueur d'onde : amplification des longueurs d'onde entre 1020 et 1050 nm (cf. section 5.3.1).
2. Puissance crête réelle des impulsions : ratio puissance optique dans les impulsions par rapport au fond continu du laser (cf. section 5.3.5).
3. Stabilité "pulse à pulse" selon la construction temporelle en intensité de l'injecteur émettant en régime CW (cf. 4.1 section 5.3.2).

Ainsi, dans ce chapitre, après un bref état de l'art à propos des sources lasers impulsives fibrées utilisées en dermatologie esthétiques, je propose d'étudier les différents paramètres énumérés ci-dessus. La connaissance et la maîtrise de ces paramètres sont essentielles pour la génération d'effets non-linéaires optiques en milieux solides ou fibrés.

5.2 Principales technologies lasers fibrées pour la génération d'impulsions picosecondes et utilisées en dermato-esthétique

Je propose ici, tout d'abord, de réaliser un bref état de l'art des différentes architectures lasers fibrées picosecondes qui émettent autour de 1 µm et qui peuvent être utilisées dans le domaine de la dermatologie esthétique. Je la mettrai ensuite en regard de la technologie de génération d'impulsions brèves par découpe d'impulsion électronique d'un train d'onde continu,⁴ utilisée et étudiée au cours de ces travaux de thèse.

Plusieurs architectures à base de lasers à fibres optiques ou utilisant des composants alignés en espace libre⁵, permettent d'émettre des impulsions brèves dont la durée varie généralement d'une dizaine de ns à une dizaine de ps.

1. [http://www.irisiome-solutions.com/\sharp\\$product](http://www.irisiome-solutions.com/\sharp$product)

2. Les fibres optiques ont été développées par le laboratoire Xlim à Limoges, France.

3. Un chromophore ciblé absorbe de l'énergie du laser d'une façon sélective. Dans ce principe, la lumière absorbée endommage la lésion ciblée sans blesser des tissus ou cellules sains.

4. Technologie protégée par deux brevets de l'inventeur Romain ROYON, société IRISIOME. N° de publication = FR3054331 A1 et FR3085854 A1.

5. Dans la communauté de la physique des lasers, le terme espace libre est utilisé pour signifier : lumière guidée dans l'air.

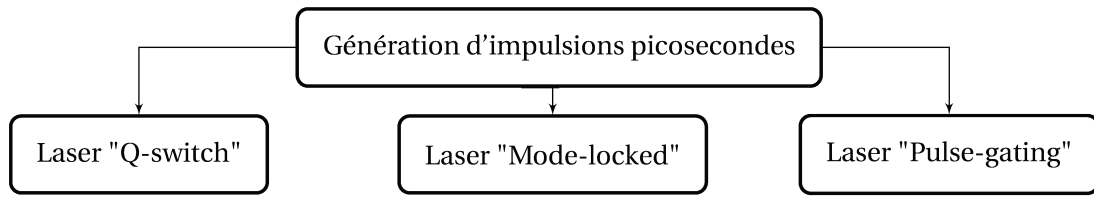


FIGURE 5.1 – Différentes solutions proposées dans le domaine de la dermato-esthétique pour la génération d'impulsions de quelques centaines à quelques dizaines de picosecondes.

Je propose ici de présenter deux techniques ou solutions couramment utilisées en dermato-esthétique et plus largement dans le domaine des lasers médicaux. La première solution consiste à un laser à commutation de pertes (laser dit " **Q-switch** "). La deuxième solution consiste en un laser à verrouillage de modes longitudinaux (laser dit " **Mode-locked** "). La dernière méthode consiste à moduler en intensité un train d'onde continu afin de découper des impulsions lasers à l'intérieur de celui-ci (laser dit " **Pulse-gating** "). Cette dernière méthode fera l'objet d'une étude plus détaillée car c'est la solution que nous avons choisi d'utiliser et d'étudier pour les différentes expérimentations réalisées dans ce travail de thèse. De plus, ici nous nous concentrerons principalement sur les performances que permettent d'atteindre ces techniques lorsqu'elles sont intégrées dans des architectures de systèmes lasers totalement fibrés (monolithiques) ou partiellement fibrés (une partie des composants en espace libre). En effet, comme précisé en introduction de ce travail de thèse, les lasers sous forme d'un bloc fibré monolithique sont particulièrement recherchés dans le domaine industriel ou médical. Notamment du fait de la compacité et de la robustesse généralement admise et reconnue pour ce type de systèmes.

5.2.1 Lasers à régime déclenché

Les sources lasers à régime déclenché **Q-switch** (Fig.5.2a) sont les sources les plus couramment utilisées dans le domaine de la dermato-esthétique. Elles sont appelées **Q-switch** pour exprimer la commutation rapide du facteur de qualité **Q** de la cavité. Ce régime de fonctionnement permet d'obtenir une succession périodique d'impulsions courtes – quelques centaines de **ps** à quelques microsecondes – et intenses. Chacune de ces périodes peut être décomposée en deux phases successives : l'une de pompage et l'autre d'émission. On représente sur la Fig.5.2b les trois grandes phases qui mènent à la création de l'impulsion laser.

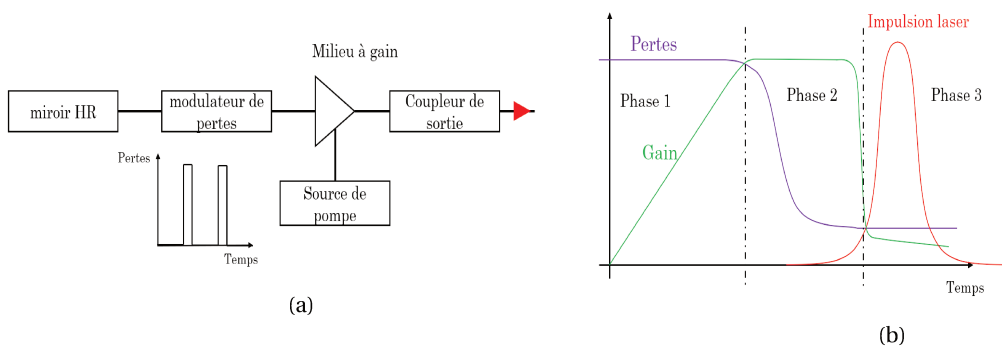


FIGURE 5.2 – (a) - Schéma de principe d'un laser à commutation de pertes. Le modulateur de pertes peut-être passif ou actif. (b) - Représentation des différentes phases jusqu'à la création de l'impulsion laser.

Dans la première phase ("Phase 1" Fig.5.2b), le modulateur de pertes bloque le signal. Il se produit alors une phase de non-émission avec un stockage d'énergie du milieu à gain – qui absorbe le signal de pompe au sein de la cavité – avec une forte inversion de population. Dans une deuxième phase ("Phase 2" Fig.5.2b) – lorsque l'on commute les pertes – le gain devient supérieur aux pertes totales ce qui permet l'établissement du signal dans la cavité. Un régime transitoire permet l'émission d'impulsions courtes de forte puissance crête ("Phase 3" Fig.5.2b) . Ensuite, le

modulateur bloque à nouveau le signal dans la cavité et on obtient donc une alternance de phases de stockage et d'émission par modulation des pertes intra-cavité. Une description détaillée des systèmes lasers **Q-switch** est faite dans la littérature **MCCLUNG et HELLWARTH [1962]** **DIGONNET et GAETA [1985]** **HUO et collab. [2004]** **LEIGH et collab.** et ne fait pas l'objet de ce travail de thèse.

Cependant, il convient de retenir pour ces systèmes que la durée d'impulsion est proportionnelle au temps de vie du photon dans la cavité laser. Ainsi, la durée des impulsions peut être diminuée en utilisant une cavité courte. Néanmoins, cette durée est aussi fortement dépendante des pertes intra-cavité. La présence de pertes additionnelles raccourcit l'impulsion, évidemment au détriment de la puissance crête et de l'énergie par impulsion, ce qui va à l'encontre du but généralement visé. Quant à la fréquence du système, elle est fixée par la modulation des pertes dans la cavité et donc directement proportionnelle au niveau de pompage du milieu à gain considéré. Ainsi, on comprend ici que les caractéristiques de cette technologie ne permettent pas d'agir sur la durée d'impulsion indépendamment du taux de répétition.

On distingue deux manières pour moduler les pertes de la cavité : la modulation active et la modulation passive.

Modulation active

La modulation active implique généralement l'utilisation des composants optiques tels que les modulateurs acousto-optiques (**effet acousto-optique**) ou électro-optiques (**effet electro-optique**). Ces composants sont dits actifs car ils sont commandés par une alimentation externe pour leur apporter de l'énergie. Dans le cas d'une modulation active, la fréquence de répétition des impulsions est fixée par la fréquence de modulation des pertes imposée par le modulateur. À un niveau de pompage donné, une augmentation du taux de répétition conduit à une diminution de l'énergie transportée par l'impulsion et à une augmentation de sa durée.

Modulation passive

Dans le cas de la modulation passive, la cadence d'un laser déclenché de longueur de cavité donnée, est fixée par le temps que met le niveau supérieur de la transition laser à se repeupler après l'émission d'une impulsion. En d'autres termes, elle est déterminée par le temps que met l'inversion de population à se reconstruire, jusqu'à atteindre la valeur seuil pour laquelle l'impulsion est créée. Cette période de stockage de l'énergie, sans effet laser, est beaucoup plus longue que la durée de l'impulsion. Pour obtenir une cadence élevée, il faut donc utiliser un matériau présentant une section efficace d'absorption importante et optimiser le pompage du laser.

En utilisant comme milieu amplificateur une fibre de cristal photonique dopée au ions **Ytterbium** (Yb^{3+}), il a été démontré que les lasers à régime déclenchés **Q-switch** permettent d'obtenir des impulsions de moins de 10 ns à des taux de répétition allant jusqu'à 100 kHz et à des puissances moyennes supérieures à 30 W **LIMPERT et collab. [2005]** **ZERVAS [2014]**. Cela correspond à une énergie de 0.5 mJ et une puissance crête de 50 kW⁶.

5.2.2 Lasers à verrouillage de modes

Les sources à impulsions brèves (dizaine de ps) ou ultra-brèves (**sub-picoseconde** (**sub-ps**)) les plus répandues sont les sources utilisant la technique dite à "verrouillage de modes optiques". Plus communément nommée par son terme anglais : **Mode-locked** **ALCOCK et collab. [1986]** lasers. En effet, il a été démontré qu'une manière très efficace et robuste de générer des impulsions lasers brèves ou ultra brèves à partir d'un train d'onde continu, est de mettre en phase les modes longitudinaux qui oscillent individuellement – avec à priori aucune relation de phase entre eux – au sein d'un résonateur optique (cavité laser). Si cette relation de phase devient constructive,

6. Dans le cadre de cette performance, l'architecture du système laser n'est pas entièrement fibrée. L'utilisation d'une fibre type "barreau" (**rod**) nécessite une injection et une sortie de fibre en espace libre.

les modes s'additionnent de manière cohérente pour créer des impulsions **MOCKER et COLLINS [1965]**

De ce fait, l'énergie est alors concentrée dans des pics d'intensité distribués de manière uniforme dans le temps et à une cadence de répétition égale à la fréquence du mode fondamental de la cavité laser. Notons que contrairement aux autres techniques présentées dans ce manuscrit de thèse, la technique dite de **Mode-locked** laser - par son principe physique de mise en phase des modes longitudinaux - est la seule technique qui assure une phase commune entre deux impulsions successives. Pour des applications de métrologie, d'étude de la matière en physique fondamentale, ou encore de télécommunication - non évoquées ici - cette caractéristique peut être essentielle et recherchée **FORTIER et BAUMANN [2019]**. Ainsi cette mise en phase des modes est réalisée de manière active ou passive .

Verrouillage de mode actif

Le verrouillage de mode actif **KUIZENGA et SIEGMAN [1970]** implique de moduler de manière périodique la condition de phase entre chaque aller-retour au sein du résonateur optique. Cela peut se faire à l'aide d'un modulateur acousto-optique ou électro optique type de Mach-Zender, ou encore d'un modulateur à électro-absorption (dispositif semi-conducteur). Intégrée à des oscillateurs entièrement ou partiellement fibrés, la technologie **Mode-locked** actif permet la génération d'impulsions de durée allant de quelques ns à **sub-nanoseconde (sub-ns)**, à des cadences de l'ordre de la dizaine ou centaine de MHz ainsi qu'à des puissances moyennes de l'ordre de la centaine de mW **VILLEGAS et collab. [2011]**. Dans ce type de laser la durée des impulsions est fixée par la cadence de répétition de la cavité, la profondeur de modulation, le gain du milieu amplificateur et surtout la largeur du filtre spectral utilisé dans la cavité.

Verrouillage de mode passif

Le verrouillage de mode passif **HARGROVE et collab. [1964]** **DiDOMENICO [1964]** est la technique la plus répandue pour réaliser des lasers à impulsions brèves ou ultra-brèves. Elle consiste le plus souvent à introduire un élément non-linéaire dans la cavité (Fig.5.3a) qui favorise l'oscillation des fortes puissances crêtes au détriment des faibles Fig.5.3b. La physique du laser (équilibre entre dispersion et automodulation de phase, filtrage spectral, etc) permet ensuite le maintien de la mise en phase de ces fortes intensités sous forme d'impulsions dans la cavité. Le dispositif optique le plus souvent utilisé est un miroir semi-conducteur à réflexion variable en fonction de l'intensité qui arrive sur le miroir (absorption saturable du miroir). Il est plus souvent désigné et connu par son acronyme anglais **Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM)**. La physique et l'utilisation de ce type de dispositif est très bien décrite dans la littérature : **KELLER et collab. [1996]** **KELLER [2003]**.

Il a été démontré que des dispositifs fibrés passifs **Mode-locked** sont capables d'atteindre des durées d'impulsions de l'ordre de 50 fs **ILDAY et collab. [2003]**.

Les systèmes de génération d'impulsions brèves ou ultra-brèves par verrouillage de modes sont souvent intégrés avec des milieux amplificateur à "état solide", communément appelé **solid-state bulk** lasers en anglais **KRAUSZ et collab. [1992]** **KELLER [1994]**. Ils permettent généralement d'obtenir des impulsions lasers en limitation de Fourier (**Transformée Limite (TF)**), de durées allant de quelques ps à quelques dizaines de fs avec un très bon contraste, et de plusieurs dizaines de watts de puissance moyenne, notamment pour le cas des **thin-disk** lasers **TILMA et collab. [2015]**. La cadence de ces systèmes est généralement de plusieurs dizaines de MHz. Notons cependant, que des systèmes avec des taux de répétitions GHz peut être obtenus en utilisant une technique dite de **harmonic mode-locking**. De même, des taux de répétition plus faibles sont possibles en utilisant un sélecteur d'impulsion, appelé **pulse-picker**.

Les lasers à verrouillage de modes en configuration fibrée ont souvent des performances moindres en terme d'énergie et de brièveté de durée d'impulsion, respectivement dues à des seuils de non-linéarité plus faibles en milieu fibré (coefficient de non-linéarité γ en section 3.5) qu'en milieu

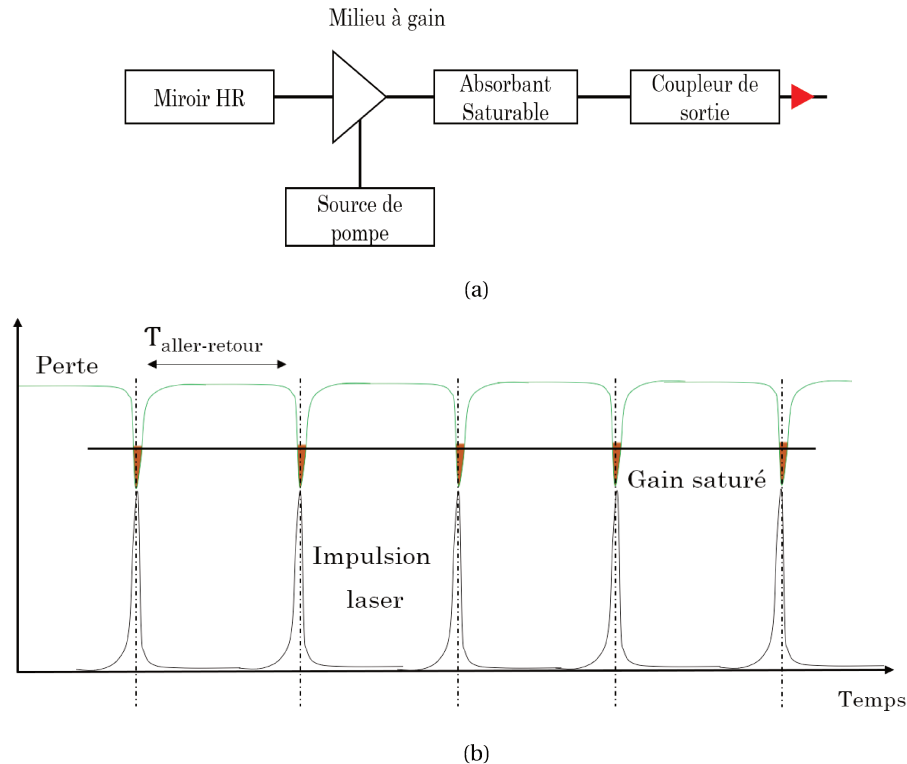


FIGURE 5.3 – (a) - Schéma de principe d'un laser à verrouillage de mode passif utilisant un absorbant saturable intra cavité. (b) - Représentation des différentes phases jusqu'à la création de l'impulsion laser.

solide (cristaux), et à des largeurs de spectres (section efficace d'émission) en milieu fibré souvent moindres que dans les cristaux. Notons cependant que ces lasers permettent généralement d'atteindre des régimes d'impulsion **sub-ps** ou de quelques centaines de **fs**. Il a même été démontré que des dispositifs fibrés passifs **Mode-locked** sont capables d'atteindre des durées d'impulsions de l'ordre de la cinquantaine de **fs** **ILDAY et collab. [2003]**. De plus, le développement des fibres **LMA** ou encore **rod**⁷ permettent le développement et l'essor actuel de système de type **MOPA** de forte puissance moyenne (> 30 W) à des cadences de plusieurs dizaines de **MHz** **ZERVAS [2014]**.

5.2.3 Lasers à déclenchement d'impulsion

Le modulateur de Mach-Zehnder

La technique de réalisation d'impulsions picosecondes utilisée dans le cadre de ces travaux de thèse est basée sur le déclenchement d'impulsions par un modulateur d'intensité optique à partir d'un train d'onde continu **RUNCORN et collab. [2015]** **HUANG et collab. [2013]**. La technologie présentée ici – Fig.5.5 – utilise un modulateur type **modulateur électro-optique de Mach Zehnder**, "**Mach-Zehnder electro-optic**" (**MZM**) synchronisé via un signal électrique (synthétiseur **RF**) afin de générer la modulation d'intensité à une fréquence variable. Le principe de ce type de modulateur repose sur l'effet d'électro-absorption dont l'objectif est de moduler l'intensité lumineuse d'un faisceau optique à partir d'un champ électrique externe⁸. Le principe de fonctionnement de cet interféromètre est basé sur la génération d'une interférence entre deux ondes lumineuses **ZETIE et collab. [2000]**. On obtient une modulation d'amplitude, créée grâce au phénomène d'interférence destructive ou constructive. Un des principaux impératifs est d'utiliser des matériaux transparents à la longueur d'onde de fonctionnement et présentant des coefficients

7. Fibre optique très rigide de par un diamètre extérieur de l'ordre du mm. Sur ce type d'épaisseur la silice n'est plus flexible et la fibre doit être maintenue en position droite pour éviter un endommagement.

8. A contrario, la modulation est dite directe quand la phase ou l'amplitude du laser sont directement modulées à l'intérieur de la source optique.

électro-optiques aussi élevés que possible. Dans ce cadre, on utilise souvent un substrat de miobate de lithium (LiNbO₃) pour travailler autour de 1030 nm. Grâce à ce modulateur on peut alors obtenir une modulation d'amplitude à travers une modulation de phase à l'intérieur du composant [NOGUCHI et collab. \[1998\]](#) :

- **Modulation de phase.** Un champ électrique appliqué au matériau change l'indice de réfraction du matériau. Cela a pour conséquence de faire varier la phase de l'onde guidée et d'engendrer un retard variable de l'onde optique. Un déphasage dépendant de la tension électrique est ainsi créé (modulation de phase en alternatif) ;
- **Modulation d'amplitude.** Cela consiste à réaliser un interféromètre dans lequel il est possible de commander la différence de phase entre les deux bras par l'application d'une tension contrôlée sur le matériau électro-optique.

On représente le principe d'interférence sur la Fig.5.4 :

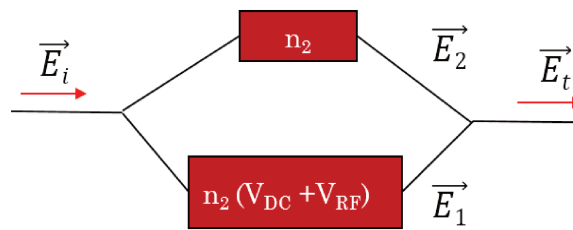


FIGURE 5.4 – Schéma simplifié d'un modulateur de Mach-Zehnder : V_{DC} = tension de polarisation appliquée au Mach-Zehnder ; V_{RF} = tension de modulation appliquée au Mach-Zehnder.

Le dimensionnement du MZM se réalise souvent à l'aide la théorie suivante [P.AGRAWAL \[1997\]](#) :

$$P_{opt} = \frac{P_{las}L_{ins}}{2} \left(1 + \eta \cos \left(\pi \left(\frac{V_{DC} - V_0}{V_{\pi DC}} \right) + \pi \left(\frac{V_{RF}(t)}{V_{\pi RF}(f)} \right) \right) \right) \quad (5.1)$$

avec :

- P_{op} : puissance optique en sortie du modulateur ;
- P_{las} : puissance optique en entrée du modulateur ;
- L_{ins} : représente les pertes d'insertions (environ 5 dB) ;
- η : taux d'extinction du Mach-Zehnder ;
- V_0 : tension de polarisation pour le premier maximum de transmission ;
- V_{DC} : tension de polarisation appliquée au Mach-Zehnder ;
- V_{RF} : tension de modulation appliquée au Mach-Zehnder ;
- $V_{\pi DC}$: tension demi-onde de l'électrode DC ; elle est typiquement de quelques volts ;
- $V_{\pi RF}$: la tension demi-onde de l'électrode RF ; elle est aussi de quelques volts, mais elle dépend de la fréquence de modulation.

Les fabricants de modulateurs électro-optiques fournissent généralement le taux d'extinction sous la référence " Optical Extinction Ratio (@ DC)" **OER**. Le taux d'extinction permet de quantifier l'efficacité d'une transmission optique (une transmission optique idéale aurait un taux d'extinction infini)⁹. Il est généralement compris entre -20 dB et -60 dB pour les dispositifs **MZM** les plus performants¹⁰.

9. Les caractéristiques d'un modulateur optique sont souvent définies par : l'amplitude optique de modulation (OMA), le taux d'extinction (ER), l'efficacité de modulation, le pépiement ("Chirp" en anglais), les pertes d'insertion, la profondeur de modulation, la bande passante, ainsi que le taux d'erreur binaire (BER) [PRADES \[2016\]](#).

10. Notamment les dispositifs fibrés de la marque "EOSPACE".

Génération d'impulsions courtes

Comme illustré sur la Fig.5.5, la technologie laser¹¹, issue de la société IRISIOME (prototype du MANNY-IR 1030 nm¹²), intègre un générateur d'impulsions électriques associé à l'utilisation d'un MZM.

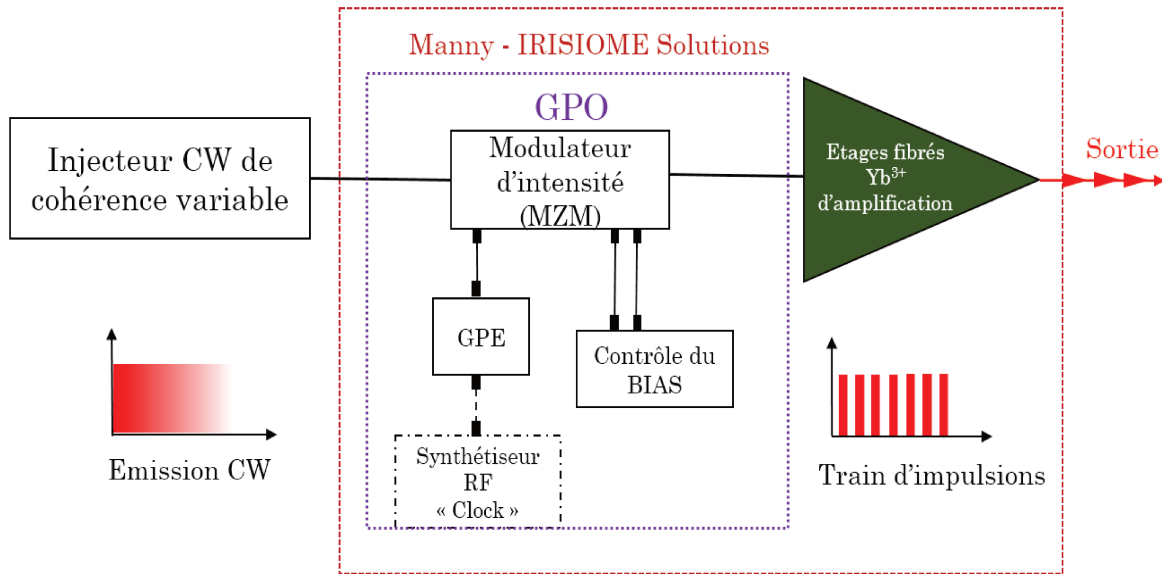


FIGURE 5.5 – Schéma expérimental de la source accordable utilisée et étudiée au cours de cette thèse. GPO : Génération de "pulses" optiques; GPE : Génération de "pulses" électroniques.

Ainsi, le système laser type MOPA est tout d'abord constitué d'une source laser fibrée émettant en régime CW. Elle consiste souvent en un oscillateur laser fibré ou une diode semi-conductrice de type "Distributed Feedback Lasers" (Distributed Feedback Lasers DFB) – centrée à une longueur d'onde. Dans mes expérimentations, on utilisera les différents injecteurs CW à cohérence variable réalisés en chapitre 4. Cette source est ensuite modulée à l'aide du dispositif de génération d'impulsions picosecondes (nommé GPO sur la Fig.5.5). Le dispositif GPO permet alors de générer des impulsions picosecondes à l'aide d'un MZM de 20 GHz de bande passante et un taux d'extinction optique ("Optical Extinction Ratio") de -30 dB. En comparaison, la bande passante la plus haute pour les modulateur acousto-optique, "Acousto-Optic Modulator" (AOM) vendus dans le commerce est de 300 MHz, ce qui correspond à un temps de montée de 6 ns. Cependant, le contraste des AOM est généralement supérieur à 40 dB. Le MZM est contrôlé par un générateur d'impulsions de haute vitesse (GPE sur la Fig.5.5)¹³ délivrant des impulsions électriques d'environ 45 ps de largeur à mi-hauteur (FWHM). La fréquence de répétition des impulsions est contrôlée avec précision par un synthétiseur RF. Notons également que le modulateur est activement contrôlé en polarisation (contrôle du "Bias") autour du point de transmission nulle, afin de maximiser le taux d'extinction entre les impulsions optiques et le front continu (section 6). Le train d'impulsions optiques obtenu à la sortie du MZM est ensuite amplifié de façon successive au travers d'amplificateurs lasers fibrés.

11. Dans le cadre du projet PARACETAMOL, nous avons acheté un prototype laser impulsif à la société IRISIOME. Le but est d'avoir un outil fonctionnel pour réaliser des premières manipulations, mais également de collaborer sur l'optimisation de certains paramètres sur lesquels la société IRISIOME et le laboratoire CELIA ont finalement pu de recul, étant donné la nouveauté de l'intégration de cette technologie dans les systèmes lasers picosecondes.

12. [http://www.irisiome-solutions.com/\\\$sharp\\$product](http://www.irisiome-solutions.com/\$sharp$product)

13. Technologie protégée par deux brevets de l'inventeur Romain ROYON, société IRISIOME. N° de publication = FR3054331 A1 et FR3085854 A1.

Le système global entièrement fibré (monolithique) est versatile et donne les performances suivantes :

- Accordabilité continue en durée d'impulsion \mapsto d'un régime nanoseconde à 45 picosecondes ;
- Accordabilité en fréquence \mapsto taux de répétition des impulsions ajustable de 5 MHz à 1 GHz ;
- Émission d'impulsion gaussienne à 1030 nm \mapsto limite de diffraction ;
- Puissance moyenne \mapsto 20 W @ 5 MHz @ 1030 nm.

A noter qu'une fonctionnalité intéressante que permet cette technologie lorsque l'on travaille à des cadences supérieures au MHz et qui vont jusqu'à plusieurs GHz, est le mode "macro-impulsion" ou "paquet d'impulsions". On présente ce concept en Fig.5.6.

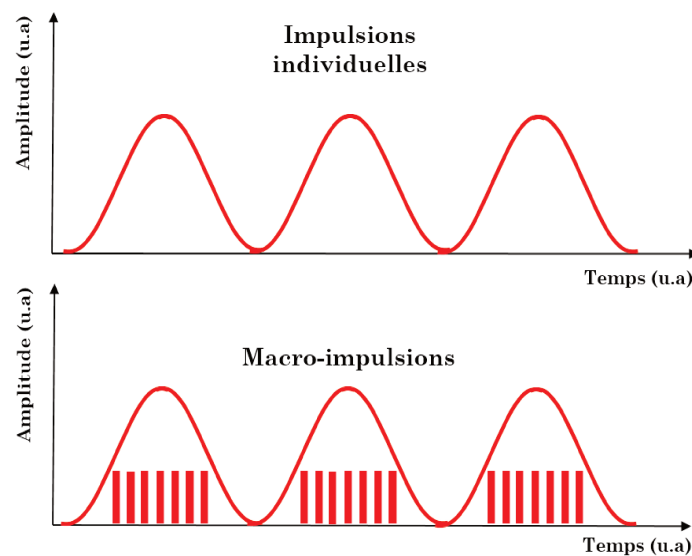


FIGURE 5.6 – Représentation d'un train de macro-impulsions. Une macro-impulsion est une impulsion laser longue, à basse fréquence, qui englobe de nombreuses impulsions courtes émises à très haute fréquence.

Une macro-impulsion peut-être vue comme une impulsion répétée à un taux de répétition lent, typiquement de l'ordre de la micro-seconde à la milliseconde, qui contient un très grand nombre d'impulsions courtes (< 100 ps) à des cadences élevées, typiquement de l'ordre du MHz jusqu'à plusieurs GHz [AUBOURG et collab. \[2015\]](#) [COMBS et collab. \[2020\]](#). Ce concept permet notamment d'introduire la notion de fluence cumulée. I.e. considérant une macro-impulsion, la fluence sur une cible peut être prise comme la fluence cumulée de chaque impulsion au sein de la macro-impulsion (somme des fluences individuelles). Ce concept de macro-impulsion contenant des impulsions picosecondes ou femtosecondes à des cadences supérieures au MHz est de plus en plus utilisé dans l'usinage laser. On observe notamment que l'ablation est plus efficace et nette, lorsqu'à fluence équivalente, celle-ci est répartie et cumulée sur des dizaines ou centaines d'impulsions successives à une cadences élevée, plutôt que sur une seule impulsion à une cadence lente [ISHIZAWA et collab. \[2011\]](#). L'ordre de grandeur de la cadence nécessaire à la fluence cumulée va dépendre du temps de diffusion thermique de la cible [KERSE et collab. \[2016\]](#) et des temps caractéristiques des phénomènes physiques mis en jeu : relaxation/re-combinaison électronique, vitesse de dilatation etc... Dans le cadre de cette thèse, on fait notamment le parallèle sur l'efficacité du détatouage et la diminution des effets secondaires liées à la thermique (diffusion thermique), via l'utilisation de macro-impulsions et de la notion de fluence cumulée. Notons que techniquement, la génération de macro-impulsions peut être facilement réalisée en intégrant un modulateur acousto-optique (AOM) (ou [modulateur électro-optique, "Electro-Optic Modulator" \(EOM\)](#) en fonction de la cadence recherchée) à l'intérieur ou à l'extérieur du système d'amplification (de type [MOPA](#) ici). C'est une mise en forme du train initial.

5.2.4 Avantages et inconvénients des solutions proposées

Le tableau 5.1 rapporte les performances des technologies que j'ai décrites dans ce manuscrit de thèse.

Technologies de laser fibrés émettant autour de 1 micron			
	"Q-Switch"	"Modelocked"	"Pulse-gating"
Durée d'impulsion	[100 ns - qq ns]	[sub-ps - fs]	[qq ns- 35 ps]
Fréquence	[10 - 100] kHz	[50 - 100] MHz	[5 MHz - 1 GHz]
Puissance crête	50 kW	[MW - GW]	[1 - 100]kW
Énergie	[0,5 - 5] mJ	[0,01 - 1] μ J	[6 μJ - 30 nJ]
Avantages	Énergie importante Puissance moyenne	Puissance crête Durée courte Macro-impulsion	Système versatile Simplicité Robustesse Macro-impulsion Contraste temporel
Inconvénients	Architecture complexe Durée limitée Peu versatile	Architecture c omplexe Énergie limitée Peu versatile	Énergie limitée Pas de CPA

TABLEAU 5.1 – Récapitulatif des principaux avantages et inconvénients des solutions proposées pour la génération d'impulsions courtes dans le domaine de la dermatologie esthétique.

Notons qu'ici, à titre de comparaison immédiate avec la technologie 5.2.3 mise en avant dans ce travail de thèse, nous avons pris les performances des lasers "Modelocked" et "Q-Switch" lorsque ceux-ci sont entièrement ou partiellement fibrés. En effet, concernant ces deux technologies qui sont extrêmement bien maîtrisées, les performances peuvent être grandement améliorées, notamment en terme de durée d'impulsion et d'énergie, lorsque l'on utilise des composants en espace libre. Concernant les lasers "Q-Switch", certains systèmes couramment utilisés en dermatologie esthétique descendent jusqu'à des durées de 750 à 500 ps. Cependant, les cadences restent toujours les mêmes, et l'on perd la robustesse, la compacité ainsi que la durabilité, généralement reconnues pour les lasers entièrement fibrés (monolithiques) et recherchées dans le domaine médical. Notons que dans ce tableau comparatif, on présente également les performances de la technologie de déclenchement d'impulsion (**Pulse-gating**) intégrée dans le système laser de dermatologie esthétique développé par la société IRISIOME. On remarque qu'elles sont quelque peu différentes du prototype que nous avons acquis au début de ce travail de thèse. En effet, la technologie initiale de **Pulse-gating** est la même, cependant ce laser a des performances qui ont évolué. Par déontologie, nous ne ferons donc pas d'analogie directe entre les performances de ce prototype et celles du système laser médical vendu actuellement par la société IRISIOME.

5.3 Étude de la versatilité du système d'amplification utilisé

5.3.1 Accordabilité en longueurs d'onde

Le premier aspect de la source picoseconde (présentée en Fig.5.5) que j'ai étudié, est l'aspect de l'accordabilité en longueur d'onde du laser sur la bande d'émission de l'Ytterbium autour de 1030 nm. En effet, selon les diagrammes d'accord de phase que je présenterai dans la section 5.4.3, pour générer des longueurs d'onde visibles de 600 à 800 nm dans des fibres optiques hautement non-linéaires, il est nécessaire de posséder un laser de pompe accordable en longueur d'onde entre 1020 et 1050 nm. Le prototype laser acquis pendant cette thèse a été optimisé par le fabricant pour générer 20 W de puissance moyenne à 1030 nm, pour une durée de 45 ps et une fréquence

minimum (maximum d'énergie) de 5 MHz. Ainsi, en utilisant les injecteurs accordables réalisés durant ces travaux de thèse (cf.Chapitre 4), j'ai voulu vérifier jusqu'à quel niveau de performance :

1. la source est capable d'amplifier les longueurs d'onde entre 1020 et 1050 nm, sans que de l'ASE soit également créée dans les amplificateurs fibrés;
2. l'amplificateur impulsionnel ne génère pas un effet non-linéaire d'automodulation de phase (SPM) lorsque l'on augmente l'amplification.

Contraste spectral d'un signal amplifié en dehors de 1030 nm

J'analyse ici le contraste spectral d'un signal amplifié en dehors de 1030 nm. Dans ce cadre, j'ai cherché à amplifier des longueurs d'onde entre 1030 et 1060 nm (cf.Fig.5.7), avec un contraste compris entre 30 et 40 dB sur toute la bande spectrale, obtenues à partir de la découpe temporelle d'un injecteur CW réalisé dans ces travaux de thèse.

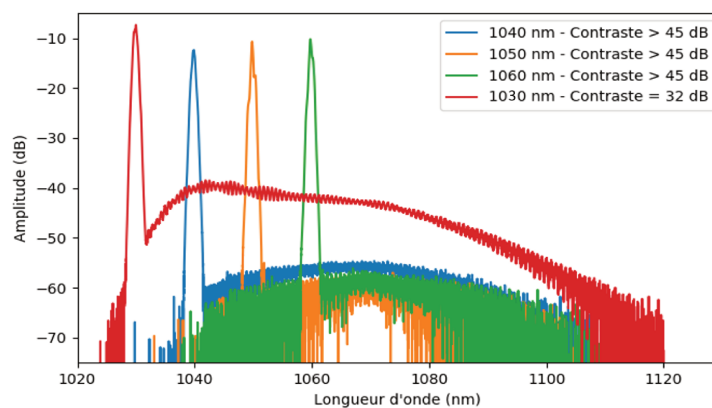


FIGURE 5.7 – Spectres gaussiens de haute résolution d'un injecteur laser accordable en longueur d'onde de 1030 à 1060 nm. La largeur spectrale peut aller de 1 nm à 100 pm.

Le problème de l'ASE dans les étages d'amplification peut être résumé de la manière suivante. Du fait de la section efficace d'émission de l'Ytterbium (cf.3.20), les amplificateurs fibrés Yb^{3+} amplifient de manière préférentielle autour de 1030 nm sur quelques nanomètres de large. Lorsque l'on s'éloigne de cette longueur d'onde – typiquement lorsque l'on s'éloigne de ± 5 nm autour de 1030 nm – et que l'on désire amplifier d'autres longueurs d'onde, la longueur d'onde désirée est amplifiée, mais les amplificateurs créent également un signal d'ASE à 1030 nm. Ainsi, pour évaluer la qualité spectrale de l'amplification, il faut évaluer le contraste spectral entre le sommet de la "bosse" ASE et le sommet du signal amplifié (Fig.5.8a) : notion de compétition entre la génération d'ASE et le signal laser amplifié. Je considère qu'un signal ayant plus de 30 dB de contraste par rapport à l'ASE est correctement amplifié. La croissance de ASE dans cet amplificateur laser va dépendre :

- du contraste initial de l'injecteur CW : plus le contraste au niveau de la longueur d'onde injectée est important (au moins 30 dB), plus le contraste du signal amplifié sera important par rapport à l'ASE à 1030 nm;
- de la fréquence de travail de l'amplificateur : plus la fréquence de travail est élevée, plus la quantité de signal injecté dans les amplificateurs est importante (puissance moyenne), et ainsi, le signal désiré est amplifié de manière préférentielle par rapport à l'ASE.

Afin d'observer de manière significative la "bosse" d'ASE à 1030 nm, on rapporte en Fig. 5.8 l'amplification d'un signal gaussien injecté à 1058 nm (loin de 1030 nm), qui fait 700 pm de largeur à mi-hauteur et 45 dB de contraste initial, pour deux points de fonctionnement en fréquence : 100 MHz \rightarrow 1.3 W, 3 W, 5 W; 1 GHz \rightarrow 1.3 W, 5 W.

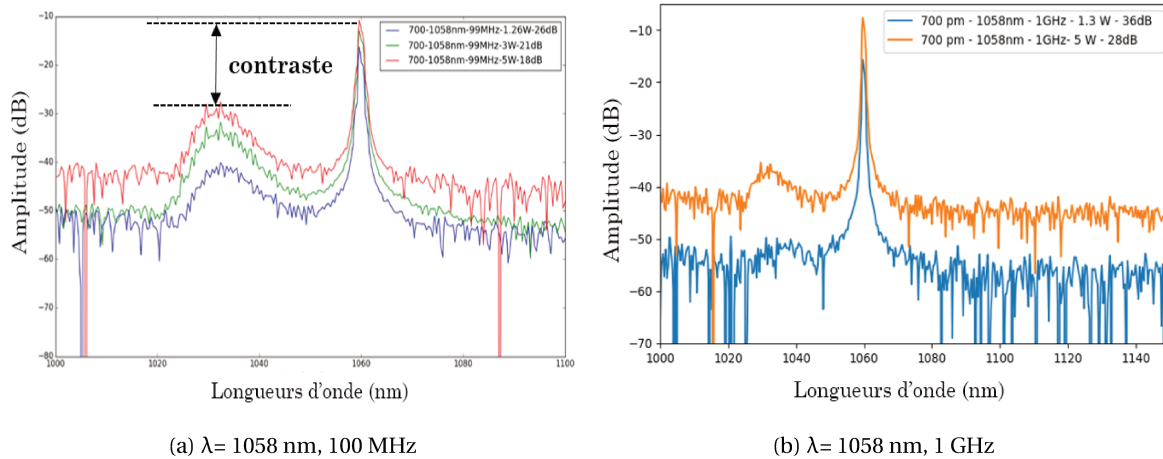


FIGURE 5.8 – Illustration du contraste ASE/signal amplifié. Amplification à différent taux de pompage d'un signal à 1058 nm lorsque le système est réglé à 100 MHz ((a)). puis 1 GHz((b)).- de taux de répétition.

On observe sur la Fig.5.8a une croissance de l'ASE avec l'augmentation de la puissance de sortie du laser. A 100 MHz, entre 1,3 W et 5 W de puissance moyenne à la sortie, on note une diminution de 8 dB de contraste : 26 dB de contraste à 1,3 W contre 18 dB à 5 W. Afin de ne pas risquer de détériorer les amplificateurs lasers, j'ai stoppé la montée en puissance. En effet, l'ASE n'est pas un signal laser. Ainsi, ce signal n'est pas directionnel et circule potentiellement dans le sens co et contra-propagatif d'une fibre optique. De ce fait, un retour d'ASE trop important dans les étages inférieurs du MOPA (si on considère que l'ASE est créé majoritairement dans le dernier étage d'amplification) peut casser un certain nombre de composants optiques fibrés, jusqu'à même brûler les fibres optiques amplificatrices¹⁴. Pour la même raison, nous ne nous sommes jamais placés à 5 MHz pour ces tests. À 1 GHz sur la Fig.5.8b, le contraste du signal à 1058 nm est meilleur : 36 dB à 1,3 W et 28 dB à 5 W. Dans ce régime de fonctionnement le contraste du signal amplifié s'améliore nettement. Cependant, à une telle fréquence, l'énergie des impulsions lasers diminue également de 3 ordres de grandeur par rapport à l'énergie à 5 MHz, et de ce fait, la puissance crête également. Afin de ne pas risquer d'endommager le laser, je n'ai pas réalisé le test précédent pour toutes les longueurs d'onde comprises entre 1058 et 1030 nm. Notons cependant qu'il est probable que le contraste ASE à 1030 nm/signal amplifié soit différent à chaque longueur d'onde, puisque la section efficace d'émission, et donc le gain, varie (légèrement) entre 1060 nm et 1030 nm. Finalement, je rapporte en Fig.5.9 une amplification à 5 MHz à 1035 nm pour 1,5 W et 15 W de puissance moyenne à la sortie. On note un contraste de 44 dB pour le signal amplifié à 1035 nm, et une donc une croissance nulle (ou faible) de l'ASE à 1035 nm. Pour conclure sur cette première analyse, d'après les observations faites, on constate la création d'ASE à 1030 nm lorsque la longueur d'onde du signal à amplifier s'éloigne de plus de ± 5 nm de 1030 nm : longueur d'onde à laquelle l'amplification et le dimensionnement des amplificateurs a été optimisé. À noter que dans le cadre de cette analyse nous ne rapportons pas un test pour un injecteur dont la longueur d'onde s'éloigne de moins de 5 nm de 1030 nm, typiquement de 1020 à 1030 nm. À ce moment la, je n'avais pas encore réalisé un injecteur capable d'émettre avec un contraste supérieur à 30 dB sur cette plage en longueur d'onde (injecteur présentée en Fig.4.24 section 4.5).

À la lumière des propos précédents, dans la suite de nos manipulations – notamment dans le cas de la génération d'effets non-linéaires – il conviendra d'analyser le spectre optique à chaque changement de longueur d'onde ou de taux de répétition.

Auto modulation de phase du signal amplifié

En partie 3.5.2 de ce manuscrit de thèse, j'ai décrit l'effet non-linéaire optique d'automodulation de phase (SPM). Cet effet est souvent généré au sein de fibres optiques (passives ou amplifica-

14. Phénomène appelé "Fiber Fuse" en anglais : https://www.rp-photonics.com/fiber_fuse.html

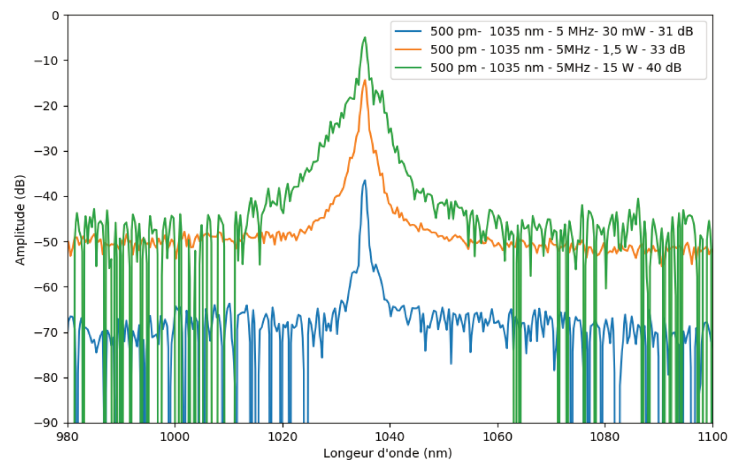


FIGURE 5.9 – Amplification à 1,5 W et 15 W d'un signal à 1035 nm via le système d'amplification. Pas d'observation de création d'ASE à 1030 nm.

trices) lorsque l'on travaille avec des impulsions courtes. Malgré l'étagement¹⁵ des amplificateurs fibrés au sein du système utilisé, en augmentant la puissance moyenne de sortie, on constate également un effet d'auto-modulation de phase sur le signal de sortie. Je propose d'illustrer l'effet en question en reportant un exemple d'évolution de spectres à 1035 nm, lors d'une montée en puissance à une fréquence de 5 MHz. Sur la Fig.5.10, on observe directement un élargissement spectral du type SPM de 500 pm entre les spectres à 5 W et 15 W.

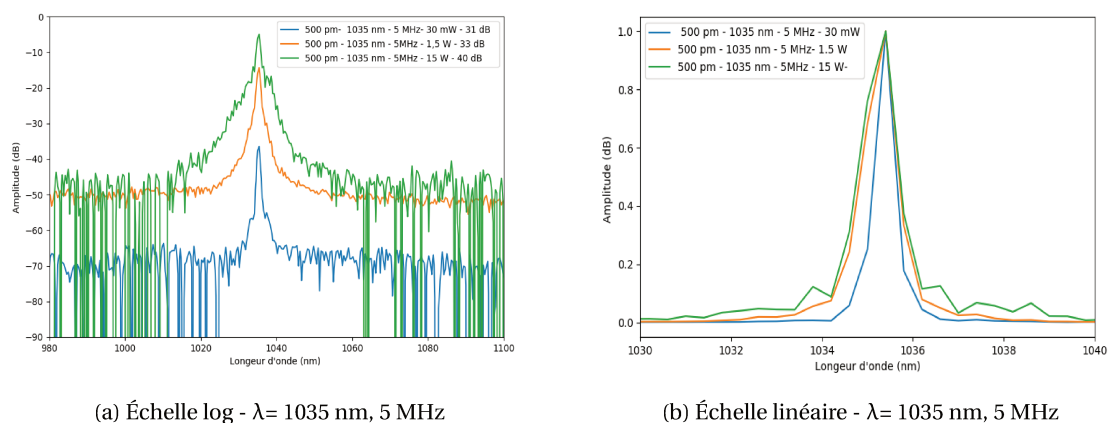


FIGURE 5.10 – Illustration de la SPM générée au sein des amplificateurs fibrés lors de la montée en puissance.

Comme précédemment, dans les expériences d'optique non-linéaire décrites dans la suite de ce manuscrit, je prête une attention particulière à l'automodulation de phase (SPM) générée au sein des amplificateurs fibrés avant toute injection de ce signal dans les fibres optiques non-linéaires, ou les cristaux non-linéaires.

Remarques

Je propose de conclure cette partie par deux remarques de développement laser concernant les points évoqués plus haut :

15. Nous ne décrivons pas ici l'étagement des amplificateurs fibrés du système MOPA car la technologie de ce système est la propriété intellectuelle de la société IRISIOME.

1. **Contraste ASE/signal amplifié** : l'optimisation de l'amplification d'un signal à une longueur d'onde donnée va dépendre du taux de pompage et de la taille de la fibre optique dopée. Dans l'exemple des fibres dopées aux ions Yb^{3+} , il faut réaliser un travail d'itération, et parfois destructif en fibre optique, d'ajustement du taux de pompage et de la longueur de fibre à chaque longueur d'onde entre 1020 et 1060 nm. Le but étant à la fin de "trouver" le meilleur point de fonctionnement sur l'ensemble de la bande.
2. **Diminution de la SPM** : afin de diminuer la SPM au sein du système laser, on peut rajouter un étage ou deux d'amplificateurs fibrés. Le but étant de garder le meilleur contraste possible entre chaque étage d'amplification, et également de maximiser la saturation des amplificateurs fibrés entre chaque étage (ce qu'il n'est généralement plus possible de faire lorsque l'on injecte des amplificateurs fibrés utilisant des fibres dopées type à large diamètre de coeur ("Large Mode Field Area" LMA).

5.3.2 Distribution en énergie au sein des portes temporelles

En section 5.2.3 de ce chapitre j'ai explicité que la technologie utilisée dans l'amplificateur impulsif – présentée en Fig.5.5 – est une technologie de découpe d'impulsion à partir d'un train d'onde continu. De ce fait, si le train d'onde initial (régime CW) admet des fluctuations en intensité importantes autour de l'intensité moyenne du signal – comme présenté en section 4.3.2 et 4.5.2 – lors de la découpe, le motif en intensité au sein des impulsions n'est pas nécessairement le même d'une impulsion à une autre. Par suite, la stabilité en énergie du train d'impulsions à la sortie de l'amplificateur peut être dégradé. Je propose d'illustrer ce phénomène en découpant quatre injecteurs émettant en régime CW :

- Oscillateur fortement multimode , présenté en section 4.3 ;
- Source aléatoire basée sur la génération d'ASE filtrée (cf.4.5) ;
- Source monomode commerciale ;
- Source commerciale "few-modes", nombre de modes optiques évalué comme étant inférieur à 10.

Pour évaluer la distribution en énergie au sein des portes temporelles, j'utilise le dispositif expérimental reporté en Fig.5.11 :

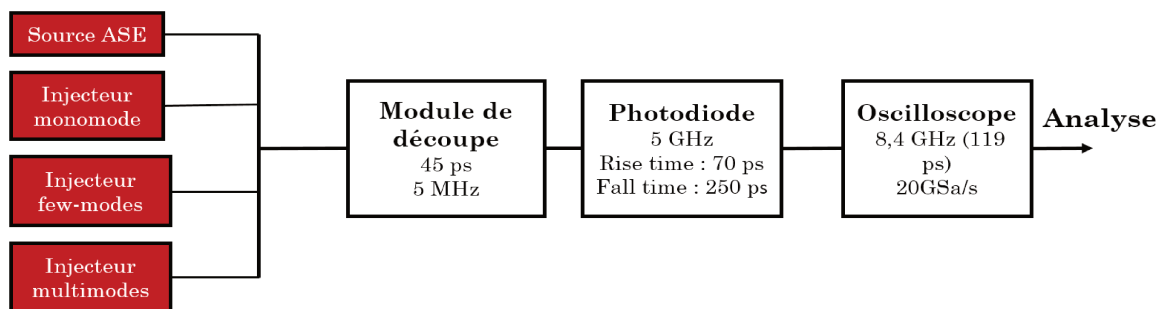


FIGURE 5.11 – Dispositif expérimental permettant d'observer les fluctuations d'énergie d'une impulsion à une autre.

La photodiode utilisée dans le dispositif de la Fig.5.11 joue le rôle d'intégrateur (durée des portes de 45 ps inférieure à la bande passante électrique) et permet alors de revenir à la distribution en énergie au sein des portes temporelles (pic sur la trace oscilloscope) sur un intervalle de temps défini par la bande passante électrique de détection de la photodiode. On peut alors définir l'écart type de la distribution en énergie au sein des portes temporelles comme l'intégrale de la distribution en intensité (par rapport à l'intensité moyenne) $I(t)$:

$$\zeta_{\text{porte}} = \int_0^{\tau_{\text{porte}}} I(t) dt \quad (5.2)$$

avec τ_{porte} la durée d'une porte de découpe. Pour plus de souplesse dans nos manipulations, nous avons utilisé un module de découpe prêté par la société IRISIOME et indépendant de celui qui est présent dans le système d'amplification présentée en Fig.5.5. Cependant, la technologie reste strictement la même.

Découpe temporelle de l'injecteur monomode et few-modes

L'injecteur monomode utilisé est une source commerciale type "Koheras - NKT Photonics " avec 10 kHz de largeur de mode optique (linewidth). Cette source est extrêmement stable en intensité et souvent utilisée pour des applications de métrologie optique. L'injecteur "few-modes" est une diode semi-conductrice du type **Distributed Feedback Lasers DFB** qui n'admet pas de saut de mode et dont l'intensité est également supposée très stable au cours du temps. On présente en Fig.5.12 les traces oscilloscope (avant découpe) de ces deux injecteurs.

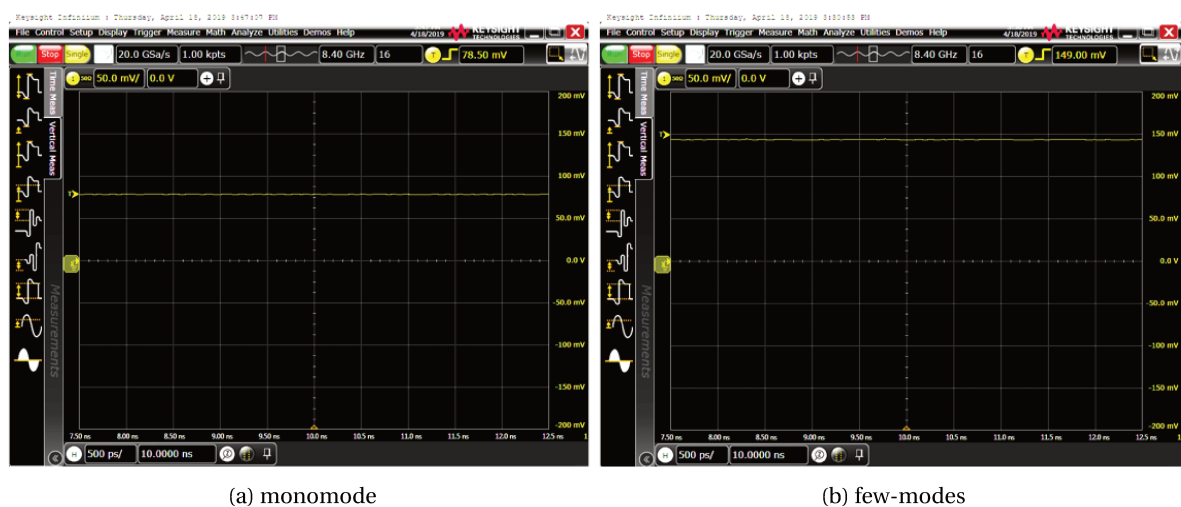


FIGURE 5.12 – Évolution de l'amplitude en tension du signal de l'injecteur monomode ((a)), et de l'injecteur "few-modes" ((b)), sur 125 ms. Traces oscilloscope. Axe des ordonnées : amplitude (mV). Axe des abscisses : temps (ms).

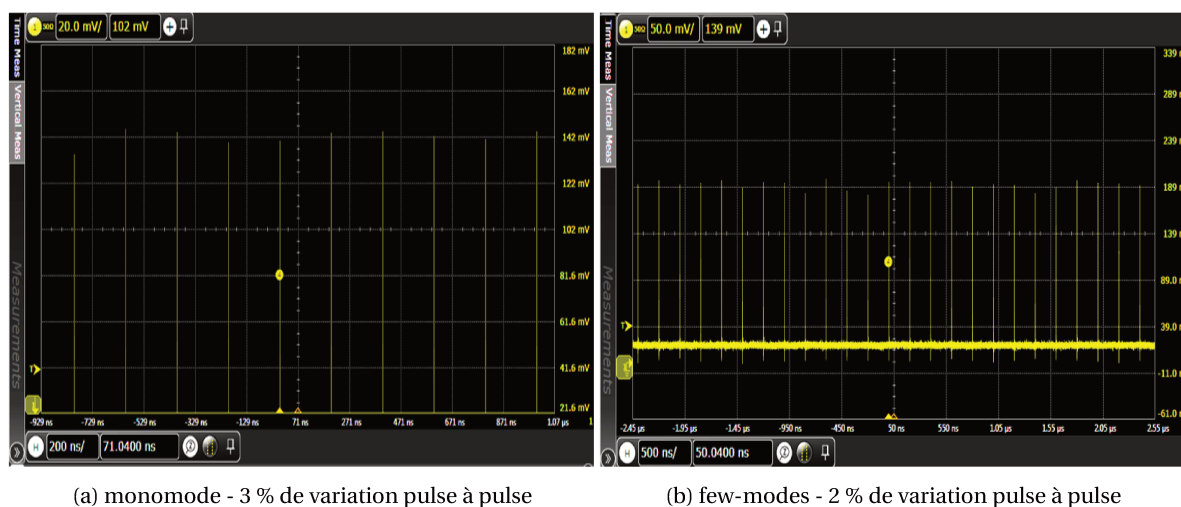


FIGURE 5.13 – Train d'impulsions à la sortie du module de découpe temporelle, pour 45 ps de durée d'impulsion et un taux de répétition de 5 MHz. (a) - résultat pour l'injecteur monomode. (b) - résultat pour l'injecteur few-modes. Traces obtenues à l'oscilloscope. Axe des ordonnées : amplitude (mV). Axe des abscisses : temps (ms).

À la résolution près de la chaîne de détection, limitée ici par la bande passante de la photo-

diode (5 GHz), on peut affirmer que ces injecteurs ne présentent pas ou très peu de fluctuations en intensité (ligne continue dont l'amplitude en tension ne fluctue pas sur la période d'acquisition). En Fig.5.13, on reporte un train d'impulsions après le module de découpe temporelle, réglé sur une durée d'impulsion de 45 ps et un taux de répétition de 5 MHz.

Dans le cas du laser monomode on note une stabilité en énergie pulse à pulse de 97 % (Fig.5.13a – calcul sur 13096 impulsions) et dans le deuxième cas une stabilité en énergie pulse à pulse de 98 % (Fig.5.13b – calcul sur 10518 impulsions). Aux artefacts près de l'électronique de découpe et de nos mesures, on peut conclure que l'utilisation de ces injecteurs permet une très grande stabilité pour la découpe d'impulsion.

Découpe temporelle de l'injecteur multimode

L'injecteur multimode correspond à celui étudié à 1030 nm en section 4.3 (Fig.4.5d). La largeur de bande spectrale est d'environ 150 pm. On rapporte en Fig.5.14 le train d'impulsions à la sortie du module de découpe temporelle.

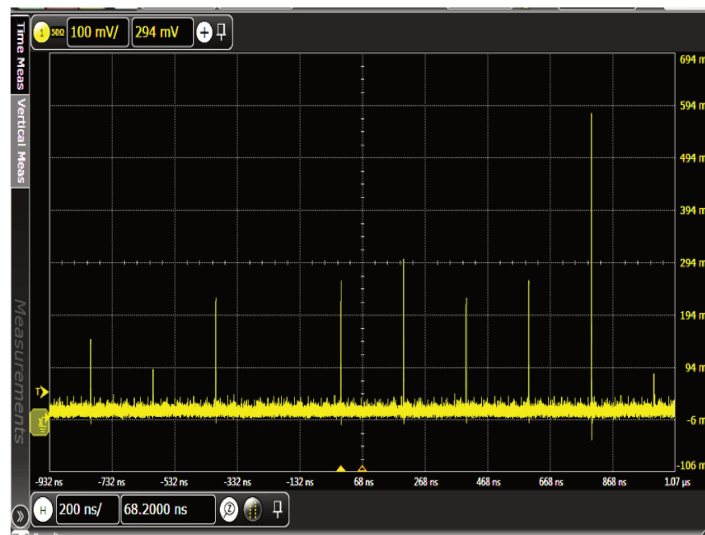


FIGURE 5.14 – Train d'impulsions à la sortie du module de découpe temporelle, réglé à 45 ps de durée d'impulsion et un taux de répétition de 5 MHz, lorsque l'injecteur continu est un oscillateur multimode. Traces obtenues à l'oscilloscope. Axe des ordonnées : amplitude (mV). Axe des abscisses : temps (ms).

En moyenne le constructeur annonce une variation de l'énergie pulse à pulse de 70 % avec l'utilisation de cet oscillateur multimode. Sur la capture d'écran Fig.5.14, on observe effectivement une disparité importante au niveau de l'amplitude des pics détectés. Cette instabilité du signal de sortie peut d'une part être gênante en terme d'exploitation du signal, et d'autre part, être la cause d'un endommagement du système lors de l'amplification du train d'impulsions à un haut niveau de puissance moyenne. En effet, si l'amplification au sein des différents étages amplificateurs (fibre dopée LMA généralement) n'est pas réalisée de manière incrémentale, un tel écart-type de la distribution en énergie au sein des portes temporelles peut-être à l'origine d'un effet *Q-switch*¹⁶, suivi d'une dégradation du système par la propagation d'une "impulsion géante" [LI et collab. \[2018\]](#).

Découpe temporelle de la source d'ASE filtré

La source de lumière ASE utilisée est celle qui a été présentée en section 4.5. J'ai observé la stabilité en énergie du train d'impulsions, caractérisée mathématiquement par l'écart-type ζ_{porte} de la distribution en énergie au sein des portes temporelles (impulsions) dans cette étude, en faisant

16. L'effet de la création d'une impulsion géante par effet *Q-switch* lors de l'amplification va également dépendre du taux de répétition.

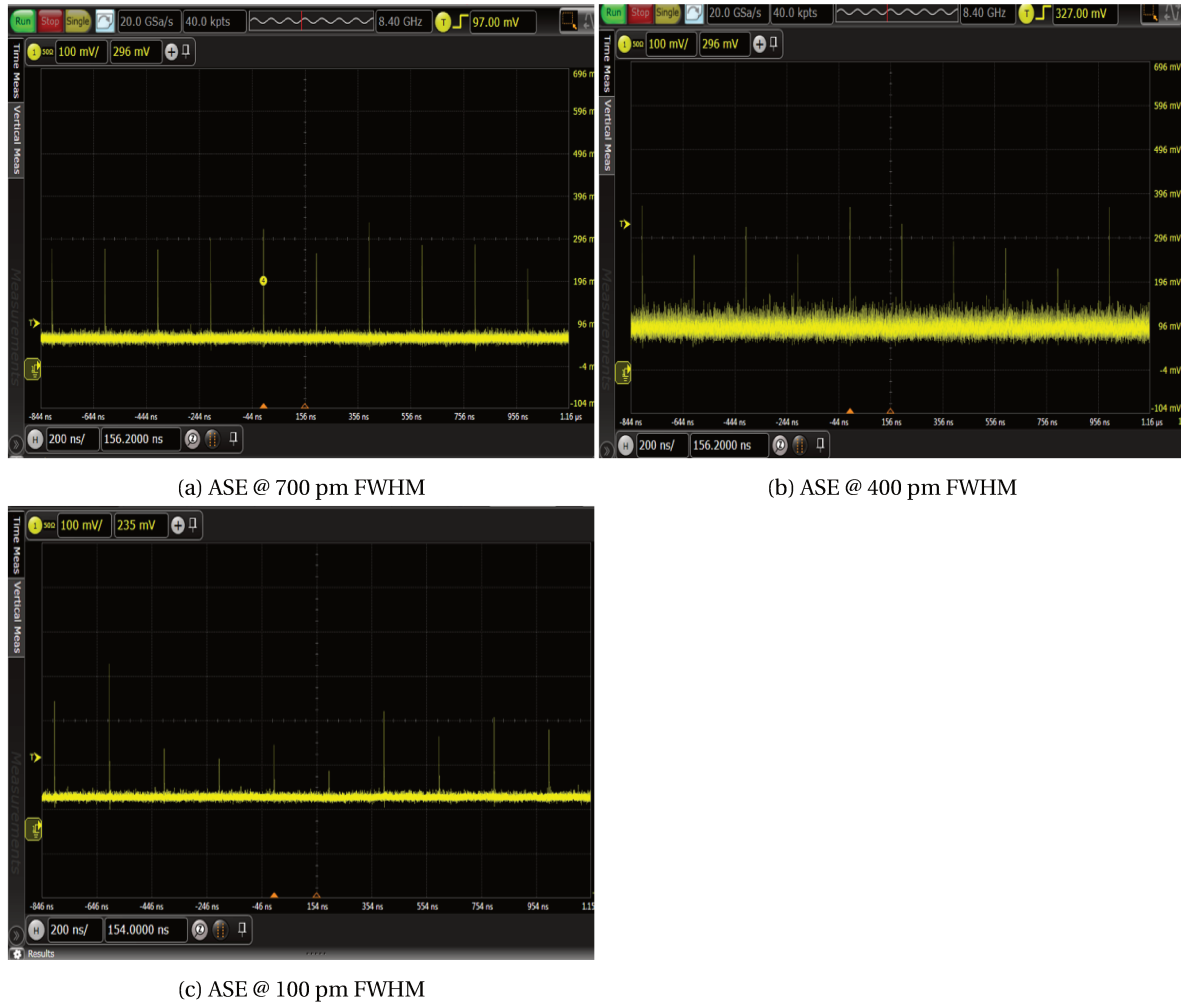


FIGURE 5.15 – Train d’impulsions à la sortie du module de découpe temporelle, réglé à 45 ps de durée d’impulsion et un taux de répétition de 5 MHz, lorsque l’injecteur continu est une source ASE filtrée à différentes bandes passantes optiques : 700 pm, 400 pm, 100 pm. Traces obtenues à l’oscilloscope. Axe des ordonnées : amplitude (mV). Axe des abscisses : temps (ms).

varier la largeur spectrale du signal CW découpé. Je suppose en effet que la stabilité en énergie est différente selon le temps de cohérence de la source CW d’ASE (3.6). On reporte en Fig.5.15 les acquisitions des traces oscilloscopes pour trois bandes passantes optiques différentes.

L’observation des traces oscilloscopes permet de supposer que l’écart-type augmente lorsque le temps de cohérence de l’injecteur se rapproche de la durée de la porte découpée. On rappelle que la découpe d’impulsions est réglée ici à 45 ps, cela correspond par TF à un spectre de 35 pm. Ci-dessous, on propose de quantifier cette observation en modélisant notre système par une loi de probabilité normale.

5.3.3 Convergence de l’écart-type de la distribution en énergie vers la loi normale

En considérant les fluctuations d’intensité comme des phénomènes discrets à l’échelle de quelques temps de cohérence du champ électrique, et le module de découpe temporelle d’impulsions, comme l’échantillonnage de ces fluctuations¹⁷, on propose de modéliser la stabilité en énergie du train d’impulsions par une convergence vers la loi normale (théorème central limite¹⁸ **ETHIER [2010]**).

17. Dans le contexte statistique, l’échantillon est une collection d’éléments prélevés.

18. Pour une forte dispersion entre les éléments d’un échantillon, si l’on augmente le nombre de prélèvements (taux d’échantillonnage) au sein de cet échantillon, on diminue la dispersion entre les valeurs. Autrement dit, on diminue

Dans notre situation on peut considérer que le nombre de réalisations va dépendre à la fois :

- de la durée de la porte choisie pour le module de découpe d'impulsion \mapsto de 45 ps à quelques nanosecondes;
- de la largeur spectrale de la source CW dans laquelle on découpe les impulsions.

En effet, si l'on considère l'exemple 5.3.2, où le spectre du signal ASE présente une largeur gaussienne de 700 pm, soit 2,3 ps de temps de cohérence temporelle (cf. Eq.(3.89) en durée TF). La porte de 45 ps imposée par le module de découpe correspond à un spectre de 35 pm (spectre en durée TF). Ainsi, on peut considérer que l'énergie de l'impulsion correspond à une distribution d'éléments dont l'écart-type va dépendre de 20 tirages (700 pm / 35 pm). Pour confirmer cette analogie, nous avons à l'aide du modèle présenté en annexe 4.2.3, simulé l'écart-type de la distribution en énergie dans les portes temporelles en fonction de la durée de la porte de découpe τ_{porte} par rapport au temps de cohérence (τ_{coh}). On nomme ce ratio η ($\eta = \tau_{\text{porte}}/\tau_{\text{coh}}$) sur la Fig.5.16 .

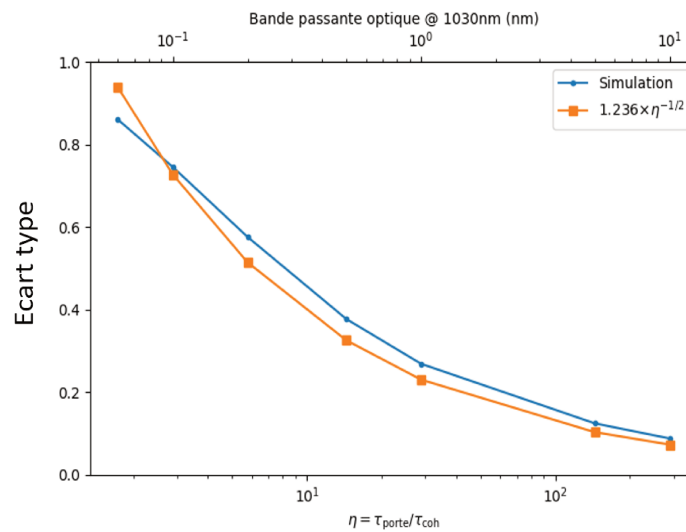


FIGURE 5.16 – Simulation de l'écart-type de la distribution en énergie dans les portes temporelles à la sortie du module de découpe. τ_{porte} = durée de la porte; τ_{coh} = temps de cohérence de l'injecteur CW (lié à la largeur de la bande passante optique de forme gaussienne). La longueur d'onde centrale est 1030 nm. L'écart-type évolue comme $1/\sqrt{\eta}$ conformément à une loi normale. La simulation a été réalisée pour 20000 portes temporelles.

Sur la Fig.5.16 on observe alors que l'écart type diminue lorsque le temps de cohérence diminue devant la taille de la porte temporelle de découpe. On reporte dans le tableau la simulation de l'écart-type de la distribution en énergie dans les portes, estimée pour les trois largeurs de bande passante optique présentée en Fig.5.15.

Évolution de l'écart type en fonction de la bande passante optique @ 1030 nm		
Bande passante optique (pm)	$\eta = \tau_{\text{porte}}/\tau_{\text{coh}}$	Ecart-type (%)
700	20	35
400	11	44
100	3	73

TABLEAU 5.2 – Simulation de l'écart-type de la distribution en énergie dans les portes selon la bande passante optique pour une durée de découpe temporelle $\tau_{\text{porte}} = 45$ ps. 700 pm : $\tau_{\text{coh}} = 2,22$ ps; 400 pm : $\tau_{\text{coh}} = 4$ ps; 100 pm : $\tau_{\text{coh}} = 15,5$ ps.

alors l'écart-type entre les valeurs. De nombreux exemples connus ETHIER [2010] permettent d'illustrer ce théorème de manière simple.

De plus, on remarque que l'écart-type évolue en $1/\sqrt{\eta}$, conformément au parallèle que l'on fait avec le théorème central limite. Dans ce sens, en Fig.5.17 on rapporte également la forme de la distribution de l'énergie contenue par une porte E_{porte} (normalisée par rapport à l'énergie moyenne des portes $E_{\text{porte}}^{\text{moyen}}$), lorsque l'on augmente la taille du spectre de l'injecteur, i.e. lorsque l'on diminue le temps de cohérence de l'injecteur par rapport à la durée de la porte du module de découpe temporelle (augmentation du nombre de réalisations aléatoires). On observe que la distribution suit une loi normale, d'écart type décroissant avec la largeur de la bande passante optique.

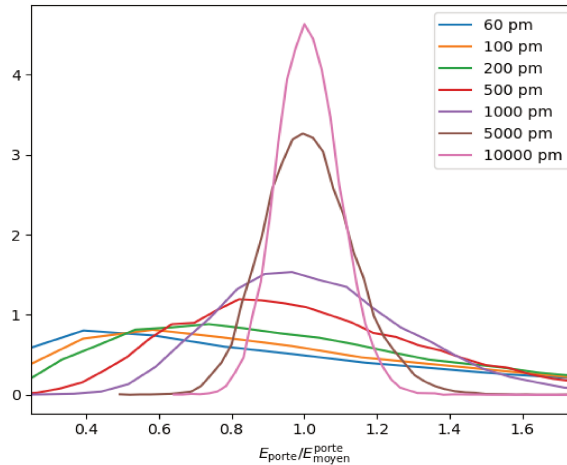


FIGURE 5.17 – Distribution de l'énergie contenue dans une porte E_{porte} (normalisée par rapport à l'énergie moyenne des portes $E_{\text{porte}}^{\text{moyen}}$) pour différents support spectraux de l'injecteur continu. La distribution converge vers une loi normale avec l'augmentation du support spectral (augmentation du nombre de réalisations aléatoires).

Remarque

Au même titre que la stabilité en énergie qui est donnée dans la notice descriptive d'un laser impulsionnel, l'analyse faite ici permet de prédire la stabilité en énergie de l'amplificateur laser selon le temps de cohérence de l'injecteur devant la durée de la porte temporelle. Cette étude et le modèle proposé permettent également de prédire la stabilité en énergie du train d'impulsions issue d'un phénomène non-linéaire. En effet, si le phénomène non-linéaire est réalisé avec l'utilisation d'impulsions issues de la découpe temporelle d'une source de lumière stochastique (cf. Chapitre 6), l'écart-type de la distribution en énergie dans les portes temporelles issues du phénomène non-linéaire être prédit de la même manière, en considérant à présent la distribution de l'intensité à l'ordre k nécessaire à la génération d'un phénomène non-linéaire en χ^k .

5.3.4 Durées des impulsions

Un des avantages de la technologie des lasers à déclenchement d'impulsion (*Pulse-gating*), cf.5.2.3) est l'accordabilité en durée d'impulsion. Ainsi, par rigueur expérimentale pour la suite de mes expérimentations, je propose ici de vérifier la durée d'impulsion minimum atteinte avec le système laser présentée en Fig.5.5, et cela pour les différents injecteurs à l'entrée du système amplificateur. Je rapporte en Fig.5.18 quatre traces temporelles réalisées à partir d'un prélèvement de 2 mW sur le signal de sortie, celui-ci étant injecté ensuite au sein d'une photodiode fibrée de 40 GHz reliée à oscilloscope¹⁹ de 40 GHz de bande passante. On vérifie bien une durée d'impulsion

19. L'oscilloscope utilisé pour cette manipulation est du type "Equivalent-Time Sampling". A l'inverse d'un oscilloscope détectant un signal en temps réel.

autour de 45 ps pour les quatre injecteurs. En toute rigueur, on retiendra une valeur de $50 \text{ ps} \pm 5 \text{ ps}$. Je rapporte également en Fig.5.19 quatre traces temporelles (obtenues à l'oscilloscope) qui nous ont été données par le constructeur IRISIOME. Ces traces illustrent bien de l'accordabilité en durée d'impulsion.

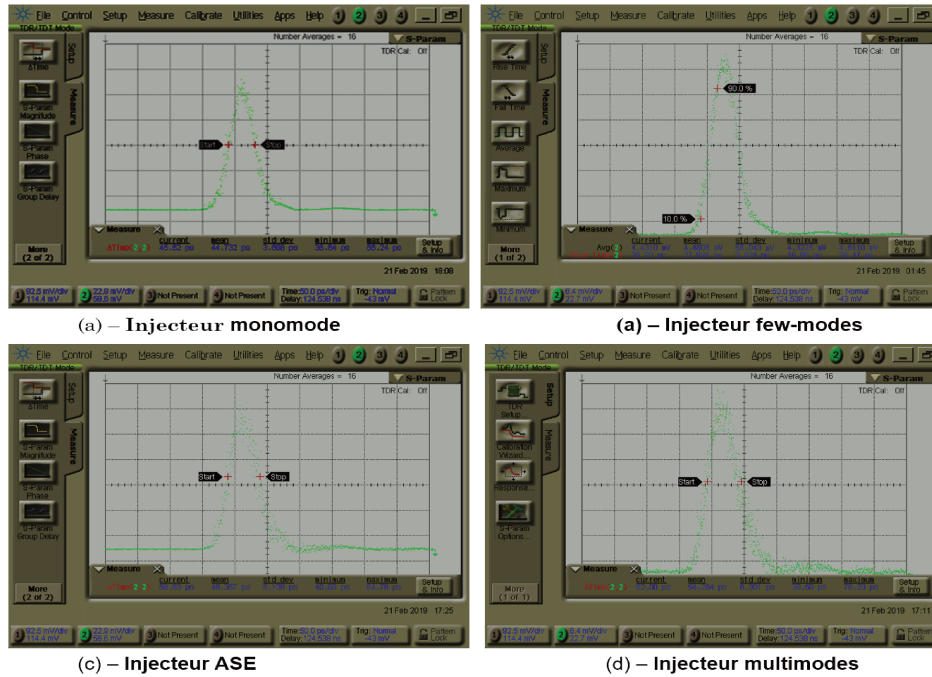


FIGURE 5.18 – Analyses temporelles, faites à l'oscilloscope, de la durée d'impulsion à la sortie du système amplificateur selon les différents injecteurs. Paramètres du système : 45 ps de durée d'impulsion, 5 MHz de taux de répétition, 1 W de puissance moyenne. Axe des ordonnées : amplitude (mV). Axe des abscisses : temps (ms).

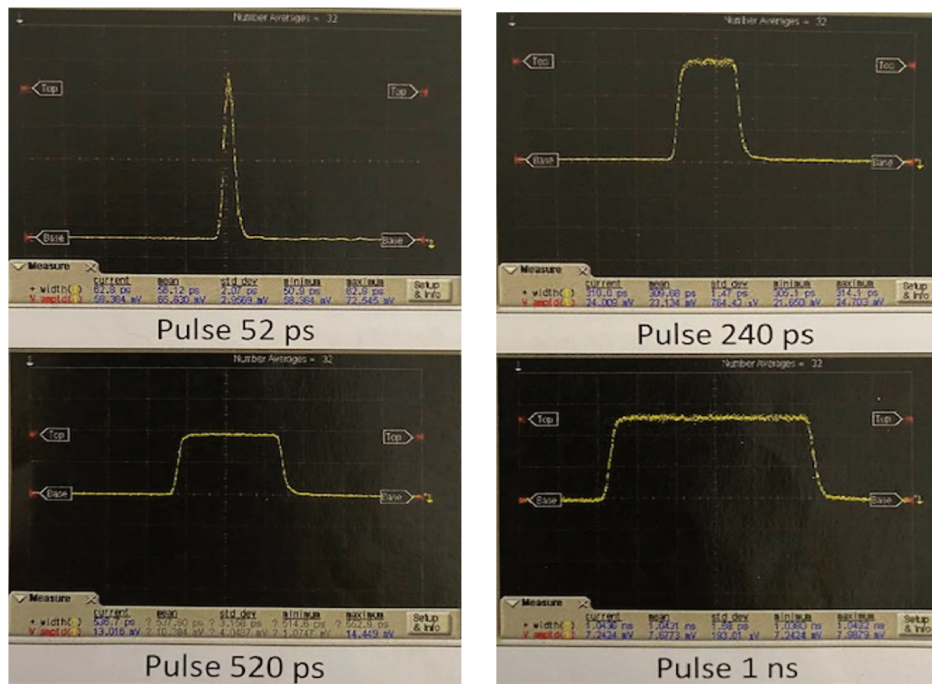


FIGURE 5.19 – Analyses temporelles, faites à l'oscilloscope, de la durée d'impulsion à la sortie du système amplificateur. Le constructeur reporte quatre durées d'impulsion : 52 ps, 240 ps, 520 ps et 1 ns. Axe des ordonnées : amplitude (mV). Axe des abscisses : temps (ms).

5.3.5 Puissance crête des impulsions

Une contrainte que présente la technologie de découpe d'impulsion (*Pulse-gating*), qui on le rappelle, est basée sur l'utilisation d'un modulateur électro-optique du type Mach zehnder MZM(cf.section 5.2.3), est le taux d'extinction du modulateur électro-optique (*OER*). Dans le cas de l'amplificateur utilisé ici, le *OER* du modulateur est de 30 dB. Ce taux d'extinction correspond donc à un rapport de 1 pour 1000 entre le haut de l'impulsion et le fond continu de lumière. J'explique cette notion à l'aide de la Fig.5.20.

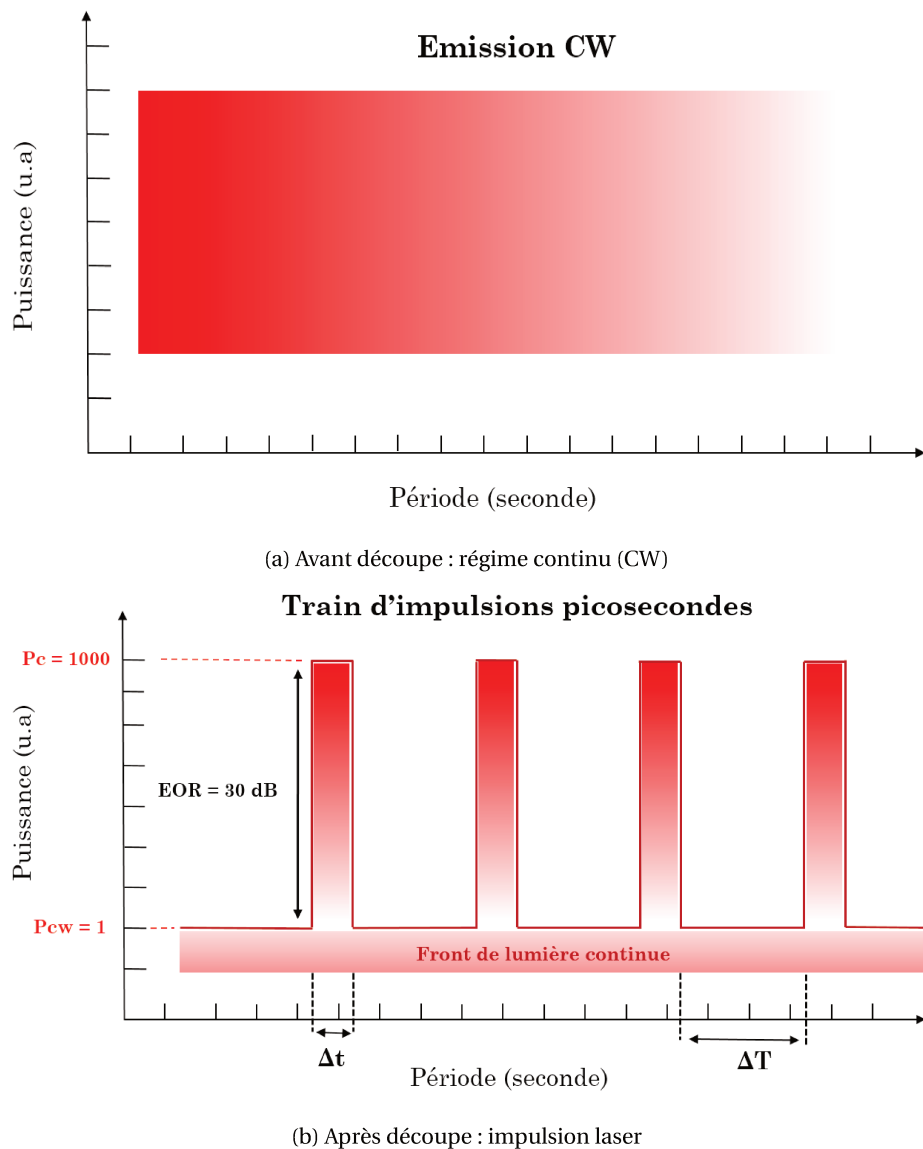


FIGURE 5.20 – Schéma représentant la notion de contraste d'impulsion entre le fond continu et le sommet de l'impulsion laser. (a) - Système avant découpe : émission d'un train d'onde en régime continu. (b) - Après découpe d'impulsion avec 30 dB de contraste : émission d'un train d'impulsions lasers de durée et taux de répétition variable. = Puissance crête des impulsions; P_{CW} = Puissance du fond continu de lumière.

Un contraste de 1 pour 1000 (30 dB) peut paraître très important à première vue. Cependant, avec des durées d'impulsion courtes (quelques dizaines de picosecondes) et des cadences de quelques dizaines de mégahertz, la puissance de sortie réellement émise sous la durée de l'impulsion, i.e. la fraction d'énergie contenue par l'impulsion, peut être faible en comparaison de la puissance moyenne émise au sein du front d'onde continu.

Fraction d'énergie contenue dans les impulsions lasers pour un rapport cyclique de $2,5 \times 10^{-4}$		
Répartition P_{moyen} CW	Puissance (u.a)	Fraction d'énergie (%)
Impulsion $\Delta t \times P_c$	$4,5 \times 10^{-8}$	18
Fond continu $(\Delta T - \Delta t) \times P_{CW}$	$1,99955 \times 10^{-7}$	82

TABLEAU 5.3 – Exemple de calcul de fraction d'énergie contenue à la fois dans l'impulsion et le fond de lumière continu, après une découpe d'impulsion dont les paramètres sont les suivants : un OER ≈ 30 dB ; durée d'impulsion égale à 45 ps, un taux de répétition de 5 MHz . $\Delta t = 45 \times 10^{-12}$ s ; $1/\Delta T = 2 \times 10^{-7}$ s ; $P_c =$ Puissance crête des impulsions = 1000 ; $P_{CW} =$ Puissance du front continu de lumière = 1.

Dans le tableau 5.3, j'illustre mes propos pour un exemple de calcul de fraction d'énergie contenue à la fois dans l'impulsion et le fond de lumière continu, après une découpe d'impulsion dont les paramètres sont les suivants : un OER ≈ 30 dB durée d'impulsion (Δt dans le ta.5.3) égale à 45 ps, un taux de répétition de 5 MHz ($1/\Delta T$) (cf.tab.5.3). Notons que ce cas correspond à un rapport cyclique (duty-cycle) de $2,5 \times 10^{-4}$.

Considérant des impulsions de 45 ps à 5 MHz par exemple, on estime que la fraction de puissance présente réellement sous l'impulsion est de 18 %. Le reste de la puissance de sortie est émise sous forme d'un fond continu de lumière. Pour conclure nous avons généralisé cet exemple pour différents contrastes (OER) et taux de répétition. On représente cela à l'aide d'une figure de mérite dont le but est alors de donner le pourcentage d'énergie contenue dans les impulsions en fonctions du taux d'extinction ainsi que du taux de répétition (Fig.5.21).

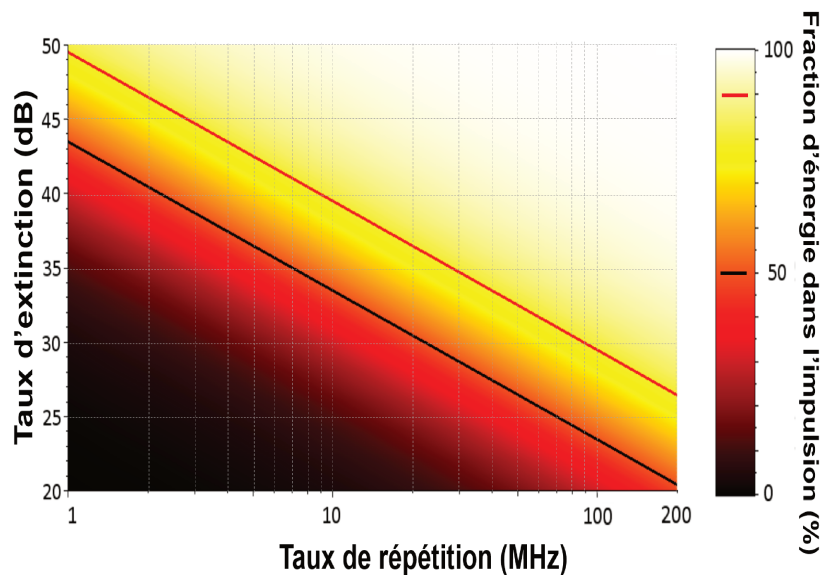


FIGURE 5.21 – Cartographie en couleur représentant la fraction d'énergie contenue dans les impulsions laser par rapport au taux de répétition et d'extinction des impulsions, les lignes continues noire et rouge représentent respectivement 50% et 80% de la fraction d'énergie contenue dans l'impulsion.

Sur la Fig.5.21 les lignes continues noire et rouge représentent respectivement 50% et 80% de la fraction d'énergie contenue dans l'impulsion. On considère ces lignes comme deux facteurs de mérite vis à vis de la proportion de puissance de sortie utile pour une application donnée. 50% peut être considéré comme un facteur de mérite minimal et 80% comme acceptable. En observant cette figure on constate également que nous avons deux façons d'obtenir plus d'énergie dans les impulsions : la sélection d'un taux d'extinction (OER) plus élevé et l'augmentation du taux de répétition des impulsions. Afin de travailler à des taux de répétitions inférieurs à 10 MHz, i.e. d'aug-

menter la puissance crête, il est nécessaire d'augmenter le taux d'extinction. Aujourd'hui des modulateurs électro-optiques (MZM) avec plus de 40 dB d'OER sont disponibles dans le commerce. Pour des taux de répétition plus élevés, il y a beaucoup plus d'énergie à l'intérieur des impulsions par rapport au fond continu. Dans ce cas des modulateurs électro-optiques (MZM) avec des OER très élevés ne sont pas nécessaires.

5.4 Application pour la génération de mélange à quatre ondes

5.4.1 État de l'art des sources lasers fibrés picoseconde émettant dans le domaine visible

Les sources lasers émettant de la lumière dans le spectre visible (400 - 800 nm) génèrent un attrait important dans de nombreux secteurs d'applications : industriels, biomédical, militaire, ingénierie, etc [JAUREGUI et collab. \[2012\]](#). Ces applications incluent notamment : la spectroscopie moléculaire, l'imagerie Raman, la thérapie photodynamique, ou encore la microscopie confocale [SHIM et MATHIES \[2006\]](#) [NODOP et collab. \[2009\]](#). S'agissant de ces travaux de thèse, la génération de longueurs d'onde visibles sous forme d'impulsions intenses – puissance crête visée de l'ordre du MW – nous intéresse principalement dans la recherche d'une photothermolyse sélective des tatouages polychromatiques [ALABDULRAZZAQ et collab. \[2015\]](#) pour la thérapie du détatouage. Cependant, comme il n'existe que très peu de matériaux lasers permettant d'émettre de la lumière dans ce domaine spectral, la lumière visible est souvent produite par conversion de fréquence de la lumière infrarouge, entre 700 nm et 2 μm , dans des matériaux permettant la génération d'effets non-linéaires optiques. Un moyen efficace de générer des impulsions intenses dans le domaine du visible, typiquement d'une durée picoseconde ou femtoseconde, est d'utiliser des systèmes d'amplification paramétrique optique [BAUMGARTNER et BYER \[1979\]](#) du type **Optical Parametric Oscillator (OPO)** et **Optical Parametric Amplifier (OPA)** basées sur les processus de conversion de fréquences dans les cristaux non-linéaires associée à la susceptibilité d'ordre 2 (χ^2) [DUNN et EBRAHIMZADEH \[1999\]](#). Ces systèmes permettent alors la génération de longueurs d'onde visibles à travers les phénomènes non-linéaires efficaces du type, génération de seconde harmonique (**GSH**), génération de troisième harmonique (**GFS**), diffusion Raman stimulée (glsSRS), ou encore, super-continuum de fréquence²⁰. Néanmoins, la mise en oeuvre technique de ces systèmes en espace libre est souvent compliquée au niveau de l'alignement et de la robustesse du système. De plus, ces systèmes sont souvent très onéreux. Ainsi, la conversion paramétrique optique associée à la susceptibilité d'ordre 3 (χ^3) au sein des fibres optiques, est intensément étudiée depuis de nombreuses années. Pour preuve, les nombreuses démonstrations de génération de spectres larges et accordables via l'utilisation des propriétés de non-linéarité des fibres dites à cristaux photoniques (fibres micro-structurées **PCF**) [KIRCHHOF et collab. \[2006\]](#) [SHARPING \[2008\]](#). Ces fibres optiques "spéciales" permettent notamment de générer les longueurs d'ondes dans le domaine de la lumière visible par un effet de mélange à 4 ondes (**FWM**) [AGRAWAL \[2013\]](#), que cet effet soit dégénéré (**d-FWM**) ou à longueurs d'onde multiples [THIEL \[1960\]](#). Dans ce cas, les fibres optiques peuvent également être intégrées dans des systèmes d'amplification paramétriques optiques du type **Fiber Optical Parametric Oscillator (FOPO)** ou **FOPA** [HANSRYD et collab. \[2002\]](#). Dans ce bref état de l'art, on se concentrera sur les performances associées à ces systèmes obtenus lors de ces 10 dernières années. Notons également que le signal complémentaire ("idler" en anglais), souvent généré dans l'**Infrarouge Moyen (MIR)** (longueurs d'onde > 2 μm) via l'utilisation des fibres optiques présentées dans la suite, ouvre a voie à d'autres applications en dermatologie pour le traitement des troubles cutanés, comme l'acné²¹ ou le "gommage" des cicatrices par exemple [JIH et KIMYAI-ASADI \[2007\]](#).

[NODOP et collab. \[2009\]](#) reporte la génération d'impulsions picosecondes par **d-FWM** au sein d'une fibre microstructurées de type fibre à cristaux photoniques (**PCF**), 3 W de puissance moyenne à 673 nm (longueur d'onde signal) avec 35% d'efficacité de conversion, et 450 mW à 2539 nm (longueur d'onde idler) avec 6 % d'efficacité de conversion. Ces performances sont obtenues à partir

20. Dans le cas d'un laser super-continuum ou le spectre atteint plusieurs dizaines de nanomètres la puissance de sortie par longueur d'onde (la densité spectrale de puissance) est généralement assez faible, de l'ordre du mW/nm pour les systèmes commerciaux.

21. Dans ce type de traitement, on exploite notamment le fait que l'eau présente une forte absorption dans l'infrarouge moyen.

de l'injection de 60 %²² des 8 W de puissance moyenne d'un laser de pompe, de type oscillateur **microchip laser** amplifié, délivrant des impulsions de 200 ps à 1 MHz de taux de répétition et centré à 1064 nm.

LAVOUTE et collab. [2010] reporte la génération d'impulsions picosecondes par **d-FWM** entre 650 et 850 nm avec 30 % d'efficacité de conversion, au sein d'une fibre du type **PCF**. Dans ce sens, une puissance moyenne de sortie de 2,16 W à 740 nm et 20 MHz de taux de répétition, au sein d'un système entièrement fibré, est également reporté. Le laser de pompe utilisé est un laser commercial "FemtoPower 1060 -PP,Fianium Ltd" (technologie **Mode-locked** laser) centré à 1064 nm et délivrant plusieurs Watt de puissance moyenne. La durée d'impulsion initiale est de 30 ps et le taux de répétition de 20 MHz.

JAUREGUI et collab. [2012] reporte la génération d'impulsions picosecondes par **d-FWM** au sein d'une fibre **LMA** microstructurées commerciale infiniment monomode de 15 μm de diamètre de coeur. Les performances obtenues sont la génération simultanée de 14,4 W de signal visible à 672 nm avec 23 % d'efficacité de conversion, et 1,6 W de signal dans l'infrarouge moyen à 2570 nm avec 2,3 % d'efficacité de conversion. Notons également que la génération d'un signal de 17,6 W de puissance moyenne à 650 nm avec 30 % d'efficacité de conversion, est présentée dans cette référence. Le laser de pompe utilisé est très similaire à celui utilisé par **NODOP et collab. [2009]**. La même équipe reporte, pour une application d'imagerie Raman, un système accordable en longueurs d'onde dans le visible [764 - 960] nm ainsi que dans l'infrarouge proche [1164 - 1552] nm, et émettant des impulsions de 10 ps **GOTTSCHALL et collab. [2017]**. La configuration utilisée ici est un oscillateur paramétrique optique fibré ("Fiber Optical Parametric Oscillator" **FOPO**) pompé par un laser entièrement fibré de 800 mW de puissance moyenne, centré à 1064 nm et émettant des impulsions de 30 ps à un taux de répétition de 9,5 MHz. Dans ce sens **GOTTSCHALL et collab. [2015]** et **GOTTSCHALL et collab. [2017]** reportent également des systèmes **FOPO** pour la génération d'impulsions femtosecondes et sub-picosecondes dans le domaine visible.

Plus récemment **DELAGNES et collab. [2018]** reportent, grâce à l'utilisation de plusieurs fibres **PCF** microstructurées hautement non-linéaires de faibles diamètre de coeur [4 - 6] μm et non commerciales, la génération d'impulsions picosecondes de 1 W de puissance moyenne par **d-FWM** sur la plage en longueurs d'onde visibles 620 à 910 nm, et avec 30% d'efficacité. Le système de pompe utilisé est basé sur l'amplification large bande (amplificateurs fibrés) jusqu'à 20 W de puissance moyenne, d'un signal impulsionnel provenant d'un oscillateur laser non-commercial. Les impulsions sont émises à un taux de répétitions de 10 MHz sur la bande spectrale allant de 1020 à 1050 nm, et ont des durées inférieures à 50 ps. Cet article introduit également une discussion intéressante sur l'influence des ordres supérieurs du développement de la série de Taylor (constante de propagation β , Eq.(3.22)) – jusqu'à l'ordre 5 (β_5) – sur la forme du diagramme d'accord de phase d'une fibre optique hautement non-linéaire.

5.4.2 Paramètres optogéométriques des fibres microstructurées utilisées

Dans mes expérimentations de conversion paramétrique optique par mélange à 4 ondes dégénéré (**d-FWM**), nous avons utilisé des fibres optiques microstructurées non-commerciales provenant du laboratoire XLIM de Limoges : diamètre de coeur = [4 à 6] μm , zéro de dispersion (**ZDW**) compris entre 1050 et 1100 nm selon la fibre (fibres présentées et utilisées dans l'article de **DELAGNES et collab. [2018]**).

Fibres non-commerciales XLIM

Les fibres utilisées dans ces travaux de thèse ont été développées par le laboratoire XLIM de Limoges. Le but de ces développements est d'atteindre par mélange à quatre ondes (**FWM**), la plage en longueur d'onde la plus étendue dans le domaine spectral de la lumière visible. En Fig.5.22 on

22. Le couplage de la puissance moyenne à la sortie du laser de pompe se fait en espace libre via une collimation du faisceau/adaptation du mode spatial (**MPD**) puis une focalisation à l'intérieur de la fibre optique non-linéaire.

représente une image microscope de la coupe transverse de l'architecture caractéristique de ces fibres.

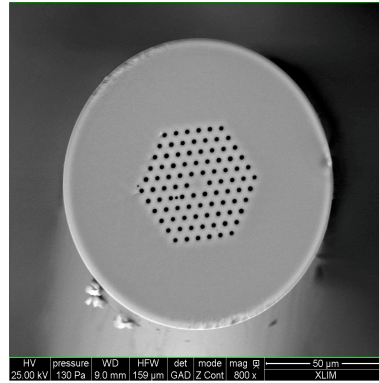


FIGURE 5.22 – Image microscope d'une coupe transverse d'une fibre PCF fabriquée par XLIM.

L'architecture choisie inclut un cœur en silice qui est entouré par une maille hexagonale comportant des inclusions d'air. En faisant varier la taille des inclusions et l'écart entre des inclusions par la méthode dite de "Stack and Draw"²³, il est possible de modifier les propriétés de dispersion de la fibre optique (cf.section 3.2.4) et de modifier le diagramme d'accord de phase. Dans ces fibres, le guidage de la lumière est assuré par réflexion totale interne modifiée RTIM. On rapporte dans le tableau 5.4 les paramètres optogéométriques des différentes fibres utilisées.

Caractéristiques optogéométriques des fibres PCF utilisées						
Fibre	Coeur (µm)	d (µm)	Λ (µm)	γ (W ⁻¹ km ⁻¹)	MFA (µm ²)	λ _{ZDW} (µm)
PCF-A	6,5	2,4	4,6	7,99	24,3	1,117
PCF-B	5,8	2,3	4,4	8,71	22,3	1,101
PCF-C	5,7	2,6	4,3	11,1	17,5	1,095
PCF-D	5,3	3,6	4,8	10,4	18,7	1,082
PCF-E	4,8	5,1	5,7	10,3	18,7	1,048

TABEAU 5.4 – Paramètres opto-géométriques des fibres microstructurées fabriquées par le laboratoire XLIM. Les paramètres MFA (aire modale) et γ (coefficient de non linéarité γ) sont issus de simulations. d : diamètre des inclusions; Λ : pas du réseau; ZDW : zero de dispersion.

Les "zéros de dispersion" (λ_{ZDW}) reportés dans ce tableau correspondent aux λ_{ZDW} évalués de manière expérimentale par la méthode évoquée en section 3.5.5 DELAGNES et collab. [2018]. De même, en Fig.5.23, on reporte les diagrammes d'accord de phase obtenus par rapport aux points expérimentaux obtenus pour la partie du spectre visible des différentes fibres optiques microstructurées étudiées dans ces travaux de thèse. Sur la Fig. 5.23 les symboles en forme de croix (+) correspondent au points expérimentaux mesurés dans le domaine de la lumière visible, et les plus entourés (⊕) sont les longueurs d'onde complémentaires ("idler") évaluées par la loi de la conservation de l'énergie (cf.Eq.(3.80)). A partir de ces points et connaissant la longueur d'onde de la pompe optique, il est possible de tracer les différents diagrammes d'accord de phase pour chacune des fibres. Notons cependant que ces diagrammes de phase ne révèlent pas avec exactitude l'emplacement du zéro de dispersion pour chacune de ces fibres. Il faudrait un nombre très important de mesures, en faisant varier à la fois la longueur d'onde de la pompe optique ainsi que sa puissance pour tracer avec une plus grande précision les diagrammes précédents. De plus, pour le tracé de ces diagrammes les longueurs d'onde "idler" n'ont pas été évaluées à partir de spectres expérimentaux.

23. Assemblage macroscopique de capillaires qui sont étirés sur une tour de fibrage pour atteindre une taille microscopique PUREUR.V [2009].

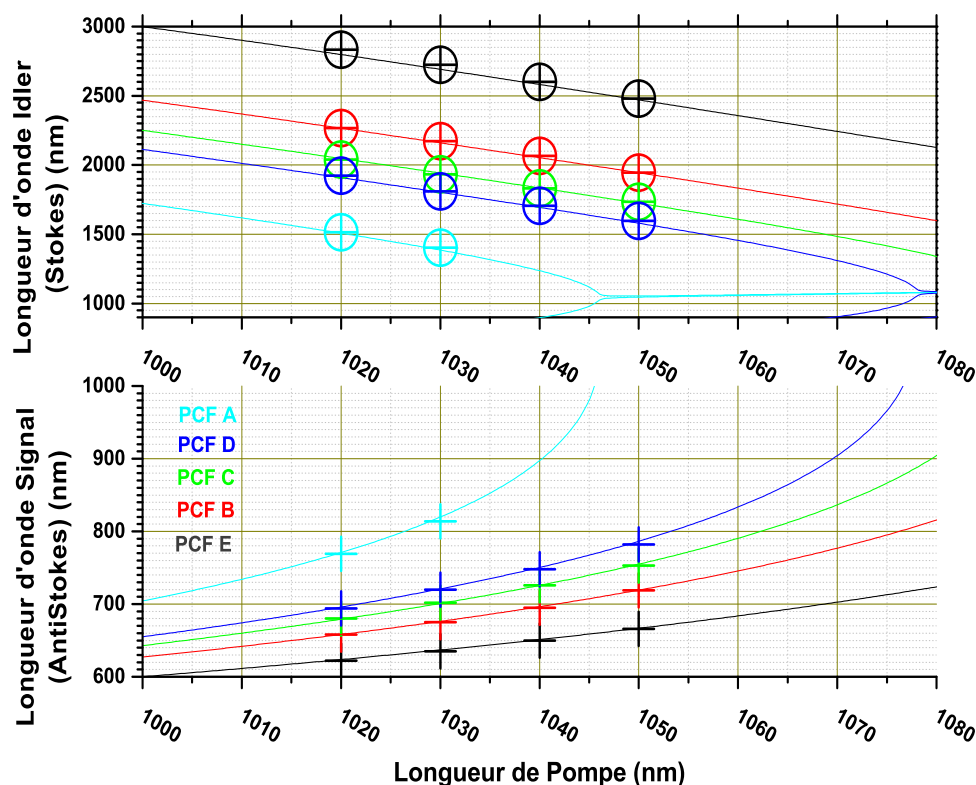


FIGURE 5.23 – Diagrammes d'accord de phase simulés des différentes fibres microstructurées utilisées pour la génération de mélange à quatre ondes. Les diagrammes ont été tracés à partir de précédentes acquisitions de spectres optiques dans le domaine du visible DELAGNES et collab. [2018].

5.4.3 Génération de mélange à quatre ondes

Au regard des diagrammes d'accord de phase présentés en Fig.5.23, j'ai cherché à générer du mélange à quatre ondes (**d-FWM**) pour les fibres microstructurées qui nous semblent les plus intéressantes en terme de longueurs d'onde visibles générées, à savoir les fibres : PCF-B, PCF-D, PCF-C. A l'aide du prototype commercial présenté en Fig.5.5, j'ai donc découpé et amplifié une diode laser "few-modes" émettant à 1030 nm. Dans le but de favoriser les non-linéarités au sein des fibres optiques je me suis placé dans le régime de fonctionnement où la puissance crête est maximum. Ainsi, nous avons choisi une durée d'impulsion minimale de 45 ps à un taux de répétition de 5 MHz. L'injection via les faces d'entrée des fibres non-linéaires est réalisée en espace libre via une adaptation de mode du faisceau en sortie du système d'amplification. On couple entre 70 et 80 % de la puissance moyenne de sortie au sein des fibres. La puissance moyenne maximale disponible avec le système d'amplification laser est de 20 W dans cette expérience. Je rapporte des photos du banc de test utilisé en annexe D.

Injection des fibres microstructurée PCF-D,PCF-B et PCF-C

Je me suis tout d'abord intéressés à la génération de mélange à quatre ondes dégénéré (**d-FWM**) au sein de la fibre PCF-D pour plusieurs taille de tronçons de fibres. Le but étant d'identifier quelle est la longueur optimale de fibre pour la génération de **d-FWM** au vu d'autre effets non-linéaires (du type **SRS** ou la génération de super-continuum par exemple) et donc pour avoir la plus grande efficacité de conversion paramétrique entre les photons de pompe et ceux émis aux longueurs d'onde signal et idler. En Fig.5.25, je rapporte les spectres obtenus pour plusieurs longueurs de fibres et à différentes puissances moyennes à 722 nm (longueur d'onde du signal généré par **d-FWM**). Si on s'intéresse tout d'abord à l'évolution de la puissance émise à 722 nm

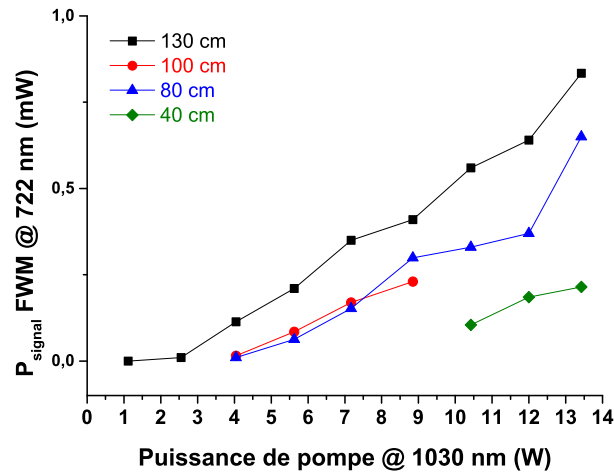
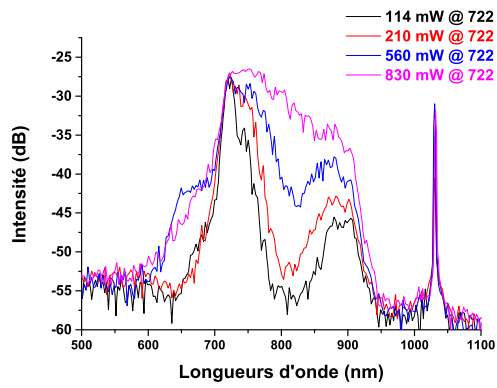


FIGURE 5.24 – Puissance du signal de sortie @ 722 nm obtenue par mélange à 4 ondes, en fonction de la puissance de pompe @ 1030 nm. Montée en puissance réalisée pour 4 tronçons de fibres optiques : 130 cm, 100 cm, 80 cm, 40 cm.

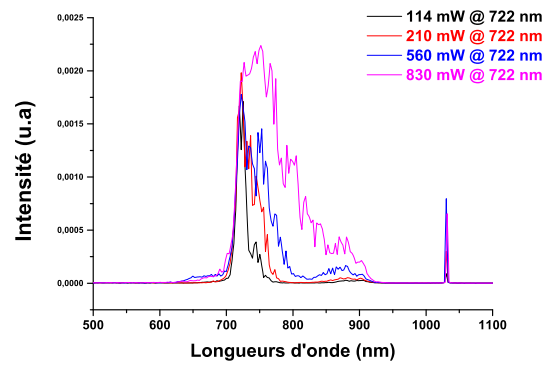
selon la taille du tronçon (Fig.5.24), on observe que plus la longueur du tronçon de fibre est importante, plus la puissance émise autour de 722 nm augmente, et donc l'efficacité du processus de conversion paramétrique augmente également. Cependant, on observe sur les différents spectres en Fig.5.25, que la contrepartie de l'augmentation de la longueur du tronçon de fibre, est l'augmentation du phénomène de SPM autour de la longueur d'onde générée ainsi que la création de nouvelles longueurs d'onde. Cet élargissement spectral, rallonge également en théorie la durée de l'impulsion aux longueurs d'onde générées. Ainsi, sans précaution, ces phénomènes peuvent créer in fine un spectre super-continuum. Sur la Fig 5.25b qui correspond aux spectres obtenus pour le tronçon de 130 cm, on observe un effet d'élargissement spectral important autour de 722 nm : 15 nm de large @ 722 nm à 114 mW de puissance moyenne émise; 100 nm de large @ 722 nm à 830 mW de puissance moyenne émise. A titre de comparaison, pour le tronçon de 80 cm (Fig.5.25d), on constate au maximum un élargissement spectral inférieur à 50 nm. Cet élargissement spectral diminue au fur et à mesure que l'on diminue la longueur de fibre optique (Fig.5.25d). En Fig. 5.25g je reporte également le spectre du signal "idler" à 1785 nm ²⁴.

Sur l'ensemble des spectres optiques, et pour toutes les fibres optiques testées, on observe un pic autour de 900 nm. A basse puissance, l'intensité de ce pic est inférieur de 20 dB par rapport au pic principal à 722 nm. Ce pic ne correspond pas à des bandes Stokes ou anti-Stokes présentes dans la silice pour la longueur d'onde de la pompe ou du signal, qui pourraient être générées par SRS. Ainsi, à ce jour je ne suis pas capable d'émettre d'hypothèses exactes sur la provenance de ce pic. Il convient également de commenter la faible efficacité de conversion paramétrique observée sur la Fig.5.24. Pour le tronçon de 130 cm, on note une efficacité comprise en 2 % et 5 %. L'efficacité attendue pour un phénomène de d-FWM dans ce type de fibre est généralement proche de 30 % LAVOUTE et collab. [2010] JAUREGUI et collab. [2012]. Cette faible efficacité est due à la faible puissance crête réelle des impulsions a la sortie du système d'amplification. En effet, comme expliqué en section 5.3.5, seul environ 20 % de la puissance moyenne en sortie du MOPA est sous l'impulsion laser à 5 MHz. Pour un signal de sortie d'une puissance moyenne de 10 W, à 5 MHz de taux de répétition et 45 ps de durée d'impulsion, on s'attend normalement à une puissance crête de 44,4 kW. En réalité, en considérant 20 % de cette puissance comprise sous l'impulsion de 45 ps, on a une puissance crête utile pour la génération de d-FWM égale à 9 kW. Dans ce contexte, afin de mener des expérimentations de d-FWM quantitatives en terme d'efficacité du processus de conversion de fréquence et de compréhension des longueurs d'onde générées (selon la puis-

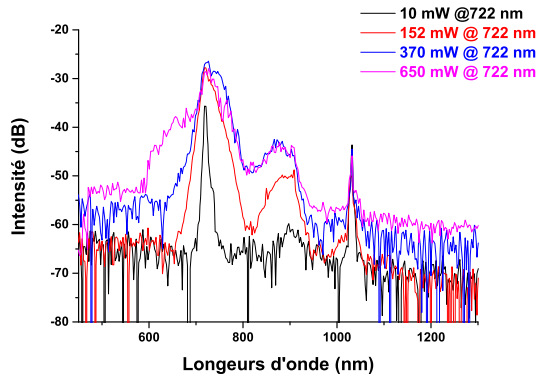
24. Les spectres supérieurs à 1700 nm reportés dans cette section ont été enregistrés avec un analyseur de spectre optique YOKOGAWA de 50 pm de résolution spectrale sur la bande spectrale [1200 - 2400] nm.



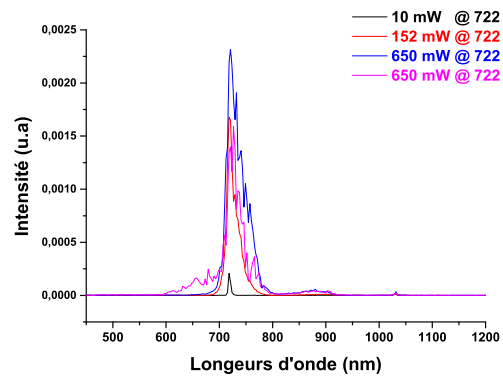
(a) 130 cm, Signal - Échelle log



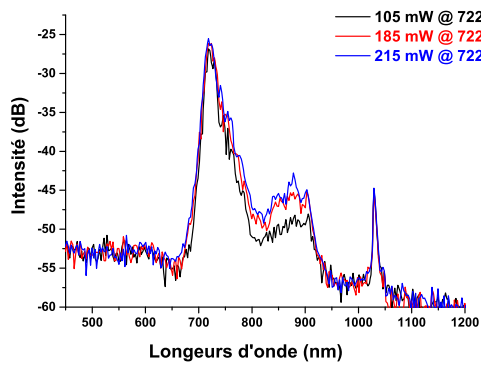
(b) 130 cm, Signal - Échelle linéaire



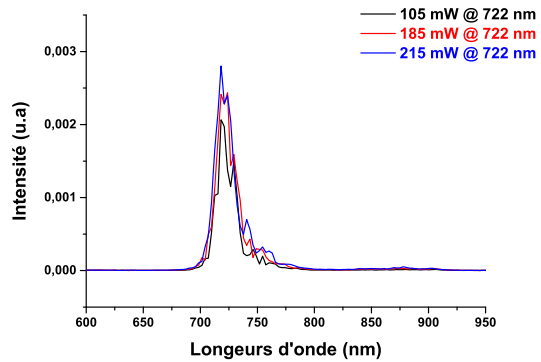
(c) 80 cm, Signal - Échelle log



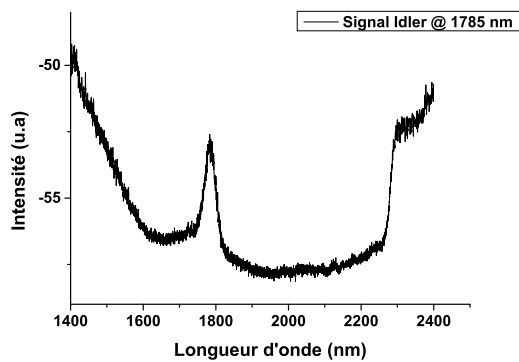
(d) 80 cm, Signal - Échelle linéaire



(e) 40 cm, Signal - Échelle log



(f) 40 cm, Signal - Échelle linéaire



(g) 150 cm, "Idler" - Échelle log

FIGURE 5.25 – Spectres optiques de haute résolution obtenus par mélange à quatre ondes dégénéré pour la fibre microstructurée PCF-D sur différentes longueurs de tronçons. Signal @ 722 nm et Idler @ 1785 nm.

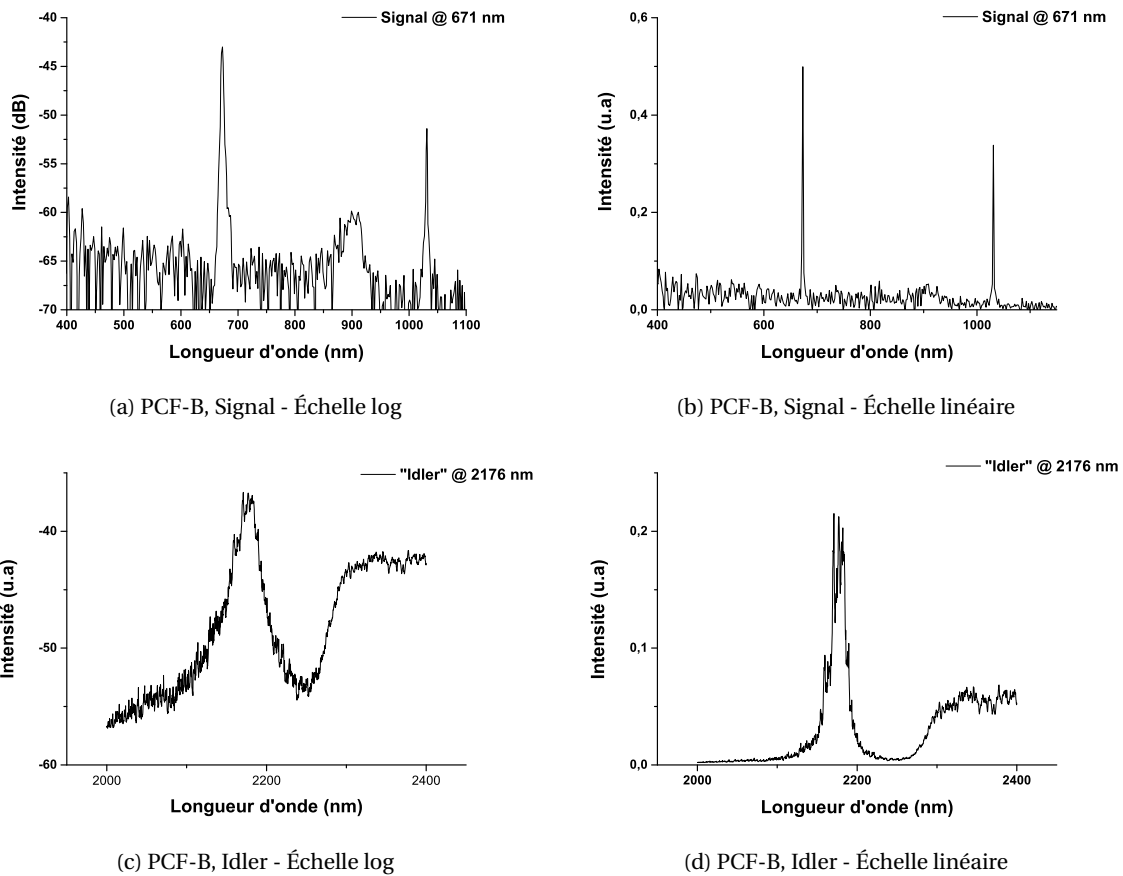


FIGURE 5.26 – Spectres optiques de haute résolution obtenues par mélange à 4 ondes dégénéré pour la fibre micro-structurée PCF-B. Signal @ 621 nm et "Idler" @ 2171 nm.

sance de pompe à l'entrée et la longueur du tronçon de fibre optique), il aurait fallu réaliser de très nombreux tests systématiques. Dans le cadre de ces travaux de thèse, du à des problèmes techniques qui ont rendu le système d'amplification indisponible pendant la majeure partie de mes travaux de thèse, je n'ai pas pu pousser d'avantage mes expérimentations de mélange à quatre onde **d-FWM**.

Je rapporte en Fig.5.26 et Fig.5.27 les spectres optiques "signal et idler" obtenus respectivement pour les fibres PCF-B et PCF-C. N'ayant pas eu l'occasion d'optimiser les signaux issus de la génération de **FWM** pour la raison évoquée plus haut, on peut néanmoins noter les longueurs d'onde générées au sein de ces fibres optiques :

1. PCF-B : signal @ 671 nm et idler @ 2176 nm ;
2. PCF-C : signal @ 675 nm et idler @ 2146 nm.

On peut notamment retenir de ces fibres les longueurs d'onde "idler", respectivement centrées à 2176 nm et 2146 nm. En effet, dans la littérature les signaux "idler" supérieurs à 2 μm sont rarement mesurés dans les expériences de **d-FWM** de notre type²⁵.

25. Il est en général difficile de mesurer des signaux supérieurs à deux microns car d'une part, il est difficile d'isoler physiquement le signal à deux microns invisible avec la plupart des outils habituels pour observer les faisceaux lasers et les guider sur les instruments de mesures. D'autre part, la bande spectrale des analyseurs de spectres optiques couramment utilisés en laboratoire s'arrête généralement autour de 1750 nm.

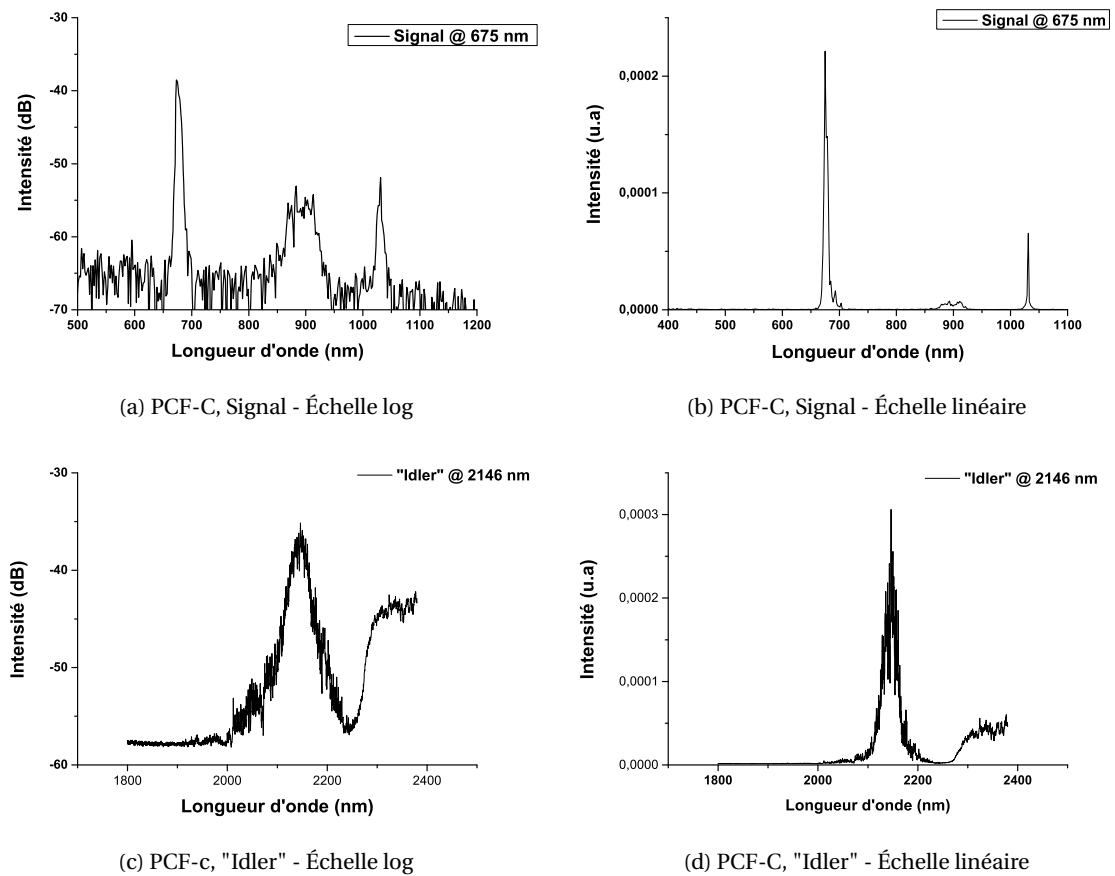


FIGURE 5.27 – Spectres optiques, haute résolution, obtenues par mélange à 4 ondes dégénéré pour la fibre micro-structurée PCF-C . Signal @ 675 nm et "Idler" @ 2146 nm.

Malgré les limitations techniques rencontrées lors de mes expérimentations, les mesures réalisées, bien que seulement qualitatives, ont permis d'améliorer notre connaissance des propriétés de dispersion des fibres optiques microstructurées utilisées. Les différents spectres optiques obtenus vont notamment permettre d'améliorer le calcul des paramètres de propagation de ces fibres (cf. Eq.(3.84)), et par suite, l'évaluation de leur zéro de dispersion. En effet, les fibres optiques utilisées dans le cadre de ces travaux de thèse vont également être utilisées au sein du laboratoire pour des expériences d'amplification paramétrique optique via l'utilisation d'impulsions étirées comme pompes optiques intenses. Dans les milieux fibrés, on nomme ces expériences par l'acronyme anglais FOPCPA pour "fiber optical parametric chirped-pulse amplification". Dans ce type d'expériences complexes, qui visent généralement à obtenir par FWM une très grande étendue spectrale pour le signal généré **FU et WISE [2018]** **BIGOURD et collab. [2014]**, une connaissance précise du zéro de dispersion est alors nécessaire.

5.5 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, j'ai tout d'abord réalisé une étude précise du signal impulsionnel généré par le prototype laser acquis durant ces travaux de thèse, et qui intègre la technologie de **Pulse-gating** décrite section 5.2.3. En effet, l'intégration de cette technologie pour la génération d'impulsions laser picoseconde est novatrice²⁶, et il convenait alors d'étudier les propriétés du signal de sortie selon les paramètres d'accordabilité annoncés pour ce système. Cette étude m'a permis d'une part, de mettre en évidence la grande versatilité qu'offre cette technologie :

26. Cette technologie est utilisée dans les telecom depuis une trentaine d'année. Néanmoins, peu de systèmes laser intègrent cette technologie pour générer des impulsions laser dans le domaine d'émission de ytterbium.

- accordabilité en longueur d'onde : 1030 à 1060 nm ;
- accordabilité en durée d'impulsion : 45 ps à 1 ns ;
- accordabilité en taux de répétition : 5 MHz à 1 GHz.

De plus, nous avons également vu qu'un des avantages de cette technologie est la possibilité de générer des impulsions dont la cohérence temporelle est variable, notamment via la découpe temporelle de sources de lumières continues de différentes constructions du champ électrique. Dans ce cadre, nous verrons en chapitre 6 que la cohérence temporelle des impulsions générées peut avoir un impact sur la génération d'effets non-linéaires optiques. Notons cependant que dans cette situation la stabilité pulse à pulse en énergie peut-être dégradée, mais qu'il est possible de la prévoir à l'aide du modèle décrit en annexe 4.2.3. En effet, en considérant que les photons émis par notre système sont issus de processus stochastiques (cf. section 4.5), on peut supposer que la distribution en intensité des photons au sein des impulsions (portes temporelles) converge vers une loi statistique normale. Ainsi, en intégrant cette distribution sur un intervalle de temps donné, on est alors capable de prédire l'écart type de la distribution en énergie au sein des portes temporelles, et cela, pour un train d'impulsions directement en sortie du système laser, ou un train d'impulsions soumis à un phénomène non-linéaire. D'autre part, nous avons également observé les limites architecturales du prototype laser étudié. L'amplification d'impulsions courtes à un niveau de puissance moyenne supérieur à 10 W et un taux de répétition inférieur à 100 MHz, sur une large gamme spectrale (1020 -1060 nm), nécessite une amélioration architecturale au niveau des étages fibrés d'amplification optique. Dans ce sens, nous avons également vu que le taux d'extinction du modulateur électro-optique, 30 dB ici, est actuellement un facteur limitant pour augmenter la puissance crête des impulsions. Ce paramètre nécessite donc d'être augmenté par l'intégration de modulateurs électro-optiques dont le contraste est supérieur à 40 dB.

Dans la seconde partie de ce chapitre j'ai réalisé des expériences de mélanges à quatre ondes avec une pompe optique dégénérée (**d-FWM**). Ces expériences avaient pour objectifs :

1. Observer la possibilité de réaliser du **d-FWM** avec cette source laser innovante au sein des fibres optiques microstructurées, qui ont été spécialement réalisées à cet effet par le laboratoire XLIM de Limoges.
2. Générer du **d-FWM** avec une pompe optique intense accordable sur la gamme spectrale allant de 1020 à 1050 nm.
3. Améliorer la connaissance des propriétés de dispersion de ces fibres, notamment via l'acquisition des signaux "idler" émis au-delà de 2 μm .

Comme explicité plus haut, en raison de problèmes techniques qui ont rendu le système laser indisponible pendant de longues périodes au cours de ces travaux de thèse, problèmes notamment liés au dimensionnement des étages fibrés d'amplification de puissance, il n'a pas été possible de totalement aboutir sur les objectifs précédents. Ainsi, nous avons démontré la génération de **d-FWM** avec une pompe optique centrée à 1030 nm au sein des fibres optiques microstructurées présentées dans le tableau 5.4. Nous avons vu qu'avec le prototype utilisé dans nos expérimentations, il était difficile d'optimiser la génération de mélange à quatre onde, sans une optimisation plus globale du système laser de pompe. Ces premiers tests nous ont cependant permis de générer des signaux "idler" au delà de 2 μm et d'améliorer notre connaissance des propriétés de dispersion de ces fibres. Ces résultats seront notamment utiles dans le cadre d'un projet au sein du laboratoire CELIA qui concerne le développement d'un système type FOPCPA "fiber optical parametric chirped-pulse amplification".

5.6 Références

- AGRAWAL, G. 2013, «Chapter 10 - Four-Wave Mixing», dans *Nonlinear Fiber Optics (Fifth Edition)*, édité par G. Agrawal, fifth edition éd., Optics and Photonics, Academic Press, Boston, p. 397–456, doi :<https://doi.org/10.1016/B978-0-12-397023-7.00010-3>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780123970237000103>. 150
- ALABDULRAZZAQ, H., J. A. BRAUER, Y. S. BAE et R. G. GERONEMUS. 2015, «Clearance of yellow tattoo ink with a novel 532-nm picosecond laser», *Lasers in Surgery and Medicine*, vol. 47, n° 4, doi :[10.1002/lsm.22354](https://doi.org/10.1002/lsm.22354), p. 285–288, ISSN 10969101. 150
- ALCOCK, I., A. FERGUSON, D. HANNA et A. TROPPER. 1986, «Mode-locking of a neodymium-doped monomode fibre laser», *Electronics Letters*, vol. 22, n° 5, p. 268–269. URL <https://eprints.soton.ac.uk/78751/>. 130
- AUBOURG, A., J. LHERMITE, S. HOCQUET, E. CORMIER et G. SANTARELLI. 2015, «Generation of picosecond laser pulses at 1030 nm with gigahertz range continuously tunable repetition rate», *Optics Letters*, vol. 40, n° 23, doi :[10.1364/ol.40.005610](https://doi.org/10.1364/ol.40.005610), p. 5610, ISSN 0146-9592. 135
- BAUMGARTNER, R. A. et R. K. BYER. 1979, «Optical Parametric Amplification», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 15, n° 6, doi :[10.1109/JQE.1979.1070043](https://doi.org/10.1109/JQE.1979.1070043), p. 432–444, ISSN 15581713. 150
- BIGOURD, D., P. B. D'AUGERÈS, J. DUBERTRAND, E. HUGONNOT et A. MUSSOT. 2014, «Ultra-broadband fiber optical parametric amplifier pumped by chirped pulses», *Optics Letters*, vol. 39, n° 13, doi :[10.1364/ol.39.003782](https://doi.org/10.1364/ol.39.003782), p. 3782, ISSN 0146-9592. 157
- COMBS, O. F., M. CHARACTERISTICS, F. COMBS et F. C. GENERATION. 2020, «Electro-optic frequency combs», vol. 12, n° 1, p. 223–287. 135
- DELAGNES, J.-C., R. ROYON, J. LHERMITE, G. SANTARELLI, H. MUÑOZ, T. GROSZ, D. DARWICH, R. DAULIAT, R. JAMIER, P. ROY et E. CORMIER. 2018, «High-power widely tunable ps source in the visible light based on four wave mixing in optimized photonic crystal fibers», *Opt. Express*, vol. 26, n° 9, doi :[10.1364/OE.26.011265](https://doi.org/10.1364/OE.26.011265), p. 11 265–11 275. URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-26-9-11265>. xv, 151, 152, 153
- DI DOMENICO, M. 1964, «Small-Signal Analysis of Internal (Coupling-Type) Modulation of Lasers», *Journal of Applied Physics*, vol. 35, n° 10, doi :[10.1063/1.1713121](https://doi.org/10.1063/1.1713121), p. 2870–2876. URL <https://doi.org/10.1063/1.1713121>. 131
- DIGONNET, M. J. F. et C. J. GAETA. 1985, «Theoretical analysis of optical fiber laser amplifiers and oscillators», *Appl. Opt.*, vol. 24, n° 3, doi :[10.1364/AO.24.000333](https://doi.org/10.1364/AO.24.000333), p. 333–342. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-24-3-333>. 130
- DUNN, M. H. et M. EBRAHIMZADEH. 1999, «Parametric Generation of Tunable Light from Continuous-Wave to Femtosecond Pulses.», *Science (New York, N.Y.)*, vol. 286, n° 5444, doi :[10.1126/science.286.5444.1513](https://doi.org/10.1126/science.286.5444.1513), p. 1513–1518, ISSN 1095-9203 (Electronic). 150
- ETHIER, S. N. 2010, *The Doctrine of Chances : Probabilistic Aspects of Gambling*, Probability and Its Applications, Springer, Berlin and Heidelberg, ISBN 3-540-78782-2 (Print) 3-540-78783-9 (Online), xiv + 816 p., doi :<http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-78783-9>. URL <http://www.math.utah.edu/~ethier/DoC.html>. 143, 144
- FORTIER, T. et E. BAUMANN. 2019, «20 years of developments in optical frequency comb technology and applications», *Communications Physics*, doi :[10.1038/s42005-019-0249-y](https://doi.org/10.1038/s42005-019-0249-y), p. 1–16, ISSN 2399-3650. URL <http://dx.doi.org/10.1038/s42005-019-0249-y>. 131

- FU, W. et F. W. WISE. 2018, «Normal-Dispersion Fiber Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification», *2018 Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO 2018 - Proceedings*, vol. 43, n° 21, doi :10.1364/ol.43.005331, p. 5331–5334, ISSN 0146-9592. 157
- GOTTSCHALL, T., T. MEYER, C. JAUREGUI, F. JUST, T. EIDAM, M. SCHMITT, J. POPP, J. LIMPET et A. TUNNERMANN. 2017, «Widely tunable, fully automated, all-fiber dual-color laser system for stimulated Raman imaging», *Optics InfoBase Conference Papers*, vol. Part F75-ASSL 2017, doi : 10.1364/ASSL.2017.JTh2A.27, p. 9–11. 151
- GOTTSCHALL, T., T. MEYER, M. SCHMITT, J. POPP, J. LIMPET et A. TUNNERMANN. 2015, «Four-wave-mixing-based optical parametric oscillator delivering energetic, tunable, chirped femtosecond pulses for non-linear biomedical applications», *Optics Express*, vol. 23, n° 18, doi : 10.1364/oe.23.023968, p. 23 968, ISSN 1094-4087. 151
- HANSRYD, J., P. A. ANDREKSON, M. WESTLUND, J. LI et P. O. HEDEKVIST. 2002, «Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications», *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, n° 3, doi :10.1109/JSTQE.2002.1016354, p. 506–520, ISSN 1077260X. 150
- HARGROVE, L. E., R. L. FORK et M. A. POLLACK. 1964, «LOCKING OF He–Ne LASER MODES INDUCED BY SYNCHRONOUS INTRACAVITY MODULATION», *Applied Physics Letters*, vol. 5, n° 1, doi :10.1063/1.1754025, p. 4–5. URL <https://doi.org/10.1063/1.1754025>. 131
- HUANG, C., C. DEIBELE et Y. LIU. 2013, «Narrow linewidth picosecond UV pulsed laser with megawatt peak power», *Optics Express*, vol. 21, n° 7, doi :10.1364/oe.21.009123, p. 9123, ISSN 1094-4087. 132
- HUO, Y., R. T. BROWN, G. G. KING et P. K. CHEO. 2004, «Kinetic modeling of Q-switched high-power ytterbium-doped fiber lasers», *Appl. Opt.*, vol. 43, n° 6, doi :10.1364/AO.43.001404, p. 1404–1411. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-43-6-1404>. 130
- ILDAY, F. Ö., J. BUCKLEY, L. KUZNETSOVA et F. W. WISE. 2003, «Generation of 36-femtosecond pulses from a ytterbium fiber laser», vol. 11, n° 26, p. 3550–3554. 131, 132
- ISHIZAWA, A., T. NISHIKAWA, A. MIZUTORI, H. TAKARA, H. NAKANO, T. SOGAWA, A. TAKADA et M. KOGA. 2011, «Generation of 120-fs laser pulses at 1-GHz repetition rate derived from continuous wave laser diode», *Optics Express*, vol. 19, n° 23, doi :10.1364/oe.19.022402, p. 22 402, ISSN 1094-4087. 135
- JAUREGUI, C., A. STEINMETZ, J. LIMPET et A. TUNNERMANN. 2012, «High-power efficient generation of visible and mid-infrared radiation exploiting four-wave-mixing in optical fibers», *Optics Express*, vol. 20, n° 22, doi :10.1364/oe.20.024957, p. 24 957, ISSN 1094-4087. 150, 151, 154
- JIH, M. et A. KIMYAI-ASADI. 2007, «Laser Treatment of Acne Vulgaris», *Seminars in Plastic Surgery*, vol. 21, n° 3, doi :10.1055/s-2007-991185, p. 167–174, ISSN 1535-2188. 150
- KELLER, U. 1994, «Ultrafast All-Solid-State Laser Technology», vol. 363, p. 347–363. 131
- KELLER, U. 2003, «Recent developments in compact ultrafast lasers», vol. 424, n° August, p. 831–838. 131
- KELLER, U., K. J. WEINGARTEN, X. K. FRANZ, D. KOPF et B. BRAUN. 1996, «Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM ' s) for Femtosecond to Nanosecond Pulse Generation in Solid-State Lasers», , n° October, doi :10.1109/2944.571743. 131
- KERSE, C., H. KALAYCLOĞ LU, P. ELAHI, B. ÇETIN, D. K. KESIM, Ö. AKÇAALAN, S. YAVAŞ, M. D. AŞLK, B. ÖKTEM, H. HOOGLAND, R. HOLZWARTH et F. Ö. ILDAY. 2016, «Ablation-cooled material removal with ultrafast bursts of pulses», *Nature*, vol. 537, n° 7618, doi :10.1038/nature18619, p. 84–88, ISSN 14764687. 135

- KIRCHHOF, J., J. KOBELKE, K. SCHUSTER, H. BARTELT, R. ILIEW, C. ETRICH et F. LEDERER. 2006, «Photonic crystal fibers», *Photonic Crystals : Advances in Design, Fabrication, and Characterization*, vol. 106, n° 2, doi :10.1002/3527602593.ch14, p. 267–288, ISSN 1095-9203. [150](#)
- KRAUSZ, F., M. E. FERMAN, T. BRABEC, P. F. CURLEY, M. HOFER, M. H. OBER, C. SPIELMANN, E. WINTNER et A. J. SCHMIDT. 1992, «Femtosecond solid-state lasers», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, n° 10, doi :10.1109/3.159520, p. 2097–2122, ISSN 1558-1713. [131](#)
- KUIZENGA, D. et A. SIEGMAN. 1970, «FM and AM mode locking of the homogeneous laser - Part I : Theory», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 6, n° 11, doi :10.1109/JQE.1970.1076343, p. 694–708, ISSN 1558-1713. [131](#)
- LAVOUTE, L., J. C. KNIGHT, P. DUPRIEZ et W. J. WADSWORTH. 2010, «High power red and near-IR generation using four wave mixing in all integrated fibre laser systems», *Optics Express*, vol. 18, n° 15, doi :10.1364/oe.18.016193, p. 16 193, ISSN 1094-4087. [128](#), [151](#), [154](#)
- LEIGH, M., W. SHI, J. ZONG, J. WANG, S. JIANG et N. PEYGHAMBARIAN. «Compact, single-frequency all-fiber Q-switched laser at 1 μm , url = <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-32-8-897>, volume = 32, year = 2007», *Opt. Lett.*, n° 8, doi :10.1364/OL.32.000897, p. 897–899. [130](#)
- LI, S. X., S. A. MERRITT, M. A. KRAINAK et A. YU. 2018, «Giant pulse phenomena in a high gain erbium doped fiber amplifier», n° August 2019, doi :10.1117/12.2290537, p. 46, ISSN 1996756X. [142](#)
- LIMPERT, J., N. DEGUIL-ROBIN, S. PETIT, I. MANEK-HÖNNINGER, F. SALIN, P. RIGAIL, C. HÖNNINGER et E. MOTTAY. 2005, «High power Q-switched Yb-doped photonic crystal fiber laser producing sub-10 ns pulses», *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 81, n° 1, doi : 10.1007/s00340-005-1820-7, p. 19–21, ISSN 09462171. [130](#)
- MCCLUNG, F. J. et R. W. HELLWARTH. 1962, «Giant Optical Pulsations from Ruby», *Journal of Applied Physics*, vol. 33, n° 3, doi :10.1063/1.1777174, p. 828–829. URL <https://doi.org/10.1063/1.1777174>. [130](#)
- MOCKER, H. W. et R. J. COLLINS. 1965, «MODE COMPETITION AND SELF-LOCKING EFFECTS IN A Q-SWITCHED RUBY LASER», *Applied Physics Letters*, vol. 7, n° 10, doi :10.1063/1.1754253, p. 270–273. URL <https://doi.org/10.1063/1.1754253>. [131](#)
- NODOP, D., C. JAUREGUI, D. SCHIMPF, J. LIMPERT et A. TÜNNERMANN. 2009, «Efficient high-power generation of visible and mid-infrared light by degenerate four-wave-mixing in a large-mode-area photonic-crystal fiber», *Optics Letters*, vol. 34, n° 22, doi :10.1364/ol.34.003499, p. 3499, ISSN 0146-9592. [150](#), [151](#)
- NOGUCHI, K., O. MITOMI et H. MIYAZAWA. 1998, «Millimeter-wave Ti :LiNbO₃ optical modulators», *Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, n° 4, doi :10.1109/50.664072, p. 615–619, ISSN 07338724. [133](#)
- PAGRAWAL, G. 1997, *Fiber-optic communication systems*, ISBN 0-471-17540-4, 2nd edition, Kai Chang. [133](#)
- PRADES, J. 2016, *Conception d'un modulateur électro-optique Mach Zehnder 100 Gbits/s NRZ sur silicium*, thèse de doctorat. URL <http://www.theses.fr/2016BORD0205>, thèse de doctorat dirigée par Kerhervé, Eric et Ghiotto, Anthony Electronique Bordeaux 2016. [133](#)
- PUREUR, V. 2009, *Modélisation et caractérisation de fibres à guidage par bandes interdites photonique à coeur solide*, thèse de doctorat, Université de Lille 1-Sciences et technologies. [152](#)

- RUNCORN, T. H., R. T. MURRAY, E. J. R. KELLEHER, S. V. POPOV et J. R. TAYLOR. 2015, «Duration-tunable picosecond source at 560 nm with watt-level average power», *Optics Letters*, vol. 40, n° 13, doi :10.1364/ol.40.003085, p. 3085, ISSN 0146-9592. 132
- SHARPING, J. E. 2008, «Microstructure Fiber Based Optical Parametric Oscillators», *J. Light-wave Technol.*, vol. 26, n° 14, p. 2184–2191. URL <http://jlt.osa.org/abstract.cfm?URI=jlt-26-14-2184>. 150
- SHIM, S. et R. A. MATHIES. 2006, «Generation of narrow-bandwidth picosecond visible pulses from broadband femtosecond pulses for femtosecond stimulated Raman», *Applied Physics Letters*, vol. 89, n° 12, doi :10.1063/1.2356318, ISSN 00036951. 150
- THIEL, C. W. 1960, «Four-Wave Mixing and its Applications», , p. 1–19. 150
- TILMA, B. W., M. MANGOLD, C. A. ZAUGG, S. M. LINK, D. WALDBURGER, A. KLENNER, A. S. MAYER, E. GINI, M. GOLLING et U. KELLER. 2015, «Recent advances in ultrafast semiconductor disk lasers», , n° December 2014, doi :10.1038/lisa.2015.83. 131
- VILLEGAS, I. L., C. CUADRADO-LABORDE, J. ABREU-AFONSO, A. D'AVIEZ, J. L. CRUZ, M. A. MART'INEZ-GÁMEZ et M. V. ANDRÉS. 2011, «Mode-locked Yb-doped all-fiber laser based on in-fiber acoustooptic modulation», *Laser Physics Letters*, vol. 8, n° 3, doi :10.1002/lapl.201010116, p. 227–231. URL <https://doi.org/10.1002/lapl.201010116>. 131
- ZERVAS, M. N. 2014, «High power ytterbium-doped fiber lasers - Fundamentals and applications», *International Journal of Modern Physics B*, vol. 28, n° 12, doi :10.1142/S0217979214420090, ISSN 17936578. 130, 132
- ZETIE, K. P., S. F. ADAMS et R. M. TOCKNELL. 2000, «How does a Mach-Zehnder interferometer work?», *Physics Education*, vol. 35, n° 1, doi :10.1088/0031-9120/35/1/308, p. 46–48. URL <https://doi.org/10.1088/0031-9120/35/1/308>. 132

Chapitre 6

Systeme impulsional de coherence accordable pour la generation de processus non-lineaires efficaces.

*« Derrière chaque difficulté, il y a
une opportunité. »*

Albert Einstein

Sommaire

6.1 Introduction du chapitre	164
6.2 Bref état de l'art sur l'utilisation des sources de lumière ASE	164
6.3 Coherence des impulsions ASE	165
6.4 Dispositif experimental	167
6.5 Détection non-lineaire	168
6.6 Génération de seconde harmonique	172
6.7 Conclusion du chapitre	173
6.8 Références	175

6.1 Introduction du chapitre

L'observation de pics d'intensité plusieurs fois supérieurs à l'intensité moyenne au sein des sources chaotiques réalisées en chapitre 4 (cf.section 4.5), m'a conduit à étudier l'impact de ces surintensités sur la génération d'effets non-linéaires optiques. Les phénomènes de surintensités, souvent qualifiés d'évènements rares d'amplitudes extrêmes dans la littérature, sont particulièrement étudiés depuis des nombreuses années dans un contexte d'étude et de compréhension de la formation des vagues scélérates (*rogue waves* en anglais) dans les océans [DUDLEY et collab. \[2010\]](#). Le but étant notamment de quantifier ce phénomène à partir d'une analogie avec les évènements extrêmes qui peuvent avoir lieu lors de la propagation non-linéaire d'un champ lumineux, par instabilité de modulation [G.AGRAWAL. \[2012\]](#), au sein d'une fibre optique [MUSSOT et collab. \[2004\]](#). En effet, [SOLLI et collab. \[2007\]](#) s'est notamment servi de la propagation d'impulsions lasers dans une fibre optique non-linéaire pour générer et quantifier d'évènements extrêmes, qu'il a ensuite assimilés d'un point de vue statistique, aux vagues scélérates dans les océans. Dans le même sens, de nombreuses études mettent la génération d'effets non-linéaires, du type, génération de super-continuum, au regard des ondes dispersives (*rogue waves*) créées par instabilité de modulation et quantifiables via l'étude des spectres générées par super-continuum [DUDLEY et collab. \[2006\]](#) [MUSSOT et collab. \[2009\]](#).

Dans ce manuscrit de thèse je n'utiliserai pas la notion de *rogue waves* ou d'onde dispersive. À notre longueur d'onde de travail autour de 1030 nm, on ne se place pas dans un régime de propagation non-linéaire. Les résultats qui suivent consistent à utiliser les évènements de haute amplitude contenus dans une source d'ASE, du fait de sa nature stochastique [LOUDON \[2000\]](#) (cf.section 3.6), et à les amplifier à l'aide du système présenté en section 5.2.3 (cf.Fig.5.5). À l'instar de l'impact des *rogue waves* (ondes dispersives) sur les spectres générés par super-continuum, on propose ici d'étudier l'impact des surintensités en régime de propagation linéaire, sur la génération d'un effet non-linéaire du type génération de seconde harmonique (SHG). Nous verrons que nous sommes également capables d'évaluer par une méthode de détection non-linéaire, le temps de cohérence temporelle des champs électriques générés. De plus, l'étude expérimentale des propriétés de cohérence temporelle des champs lumineux générés, révélera la pertinence du modèle semi-classique, explicité en annexe B, pour la prédiction des phénomènes physiques observés.

6.2 Bref état de l'art sur l'utilisation des sources de lumière ASE

Selon la théorie d'Einstein [EINSTEIN \[1967\]](#) [ORSZAG \[2000\]](#), les sources de lumière stimulées basées sur la génération d'ASE – i.e. super-luminescence des ions *Ytterbium* au sein d'une fibre optique – ont des propriétés physiques caractérisées par des fluctuations temporelles du champ électrique (ou de l'intensité) autour d'une valeur moyenne. Au même titre que les "sources thermiques" [DE CHATELLUS et PIQUE \[2009\]](#), une source de lumière basée sur la génération d'ASE peut être considérée comme une source chaotique. Une caractéristique typique de ces sources stochastiques est la faible cohérence temporelle du champ électrique et une distribution de photons qui suit alors la statistique de Bose-Einstein [LOUDON \[2000\]](#) [GLAUBER \[1963\]](#); [MUNIZ-CÁNOVAS et collab. \[2019\]](#). Ainsi, comme explicité lors de l'introduction de ce chapitre, depuis des décennies les chercheurs étudient l'aspect chaotique des formes de lumière, où l'émission de photons sans relation de phase entre eux crée des évènements temporels courts de haute intensité au sein du champ lumineux. Les sources ASE en régime continu ont été utilisées avec succès dans de nombreuses applications comprenant : l'interférométrie à faible cohérence, la détection, l'imagerie, l'imagerie sans bruit de tavelure ("speckle free imaging"), la tomographie à faible cohérence, l'intrication de paires de photons, et la génération optique non linéaire améliorée [CLIVAZ et collab. \[1992\]](#); [SHANG et collab. \[2016\]](#); [XU et collab. \[2018\]](#) [ARAHIRA et MURAI \[2014\]](#); [JIN et collab. \[2015\]](#); [MINGUELA-GALLARDO et collab. \[2017\]](#) [ZHANG et collab. \[2019\]](#).

En 2014, une équipe japonaise [ARAHIRA et MURAI \[2014\]](#) a étudié l'amélioration de la génération de seconde harmonique (SHG) dans un cristal non linéaire en utilisant un faisceau de pompe

de faible cohérence. Le faisceau de pompe est basé sur de la lumière ASE émise en régime continu à quelques mW de puissance moyenne, et centrée sur une longueur d'onde de 1551 nm dont la largeur de bande spectrale est variable. Ils ont alors démontré que l'utilisation d'une pompe ASE en régime CW améliore l'efficacité de conversion du processus de SHG d'un facteur 2, par rapport au pompage avec un faisceau totalement cohérent. On rappelle que ce phénomène physique est prédit par la théorie quantique de la lumière LOUDON [2000] (cf.section 3.6.4). Cependant, l'utilisation d'une source ASE en régime CW, peut révéler une limitation dans les cas qui impliquent des effets non linéaires plus élevés, ou même des effets non linéaires en cascade, qui nécessitent alors une puissance de crête élevée accessible uniquement avec l'émission de la lumière sous forme d'impulsions énergétiques XU et collab. [2018].

Dans ce manuscrit de thèse, je présente la réalisation et l'étude d'une source ASE fonctionnant en régime pulsé picoseconde. On se concentrera notamment sur l'influence des événements aléatoires de haute intensité sur la génération de processus non linéaires. Dans ce but, à partir du système d'amplification de type MOPA présenté en section 5.2.3 (cf.Fig.5.5), j'ai développé un système fibré monolithique de forte puissance moyenne qui délivre des impulsions ASE partiellement cohérentes. Cette approche a permis la réalisation d'un outil polyvalent où de nombreux paramètres peuvent être ajustés par l'utilisateur : fréquence centrale, puissance moyenne, taux de répétition des impulsions, énergie des impulsions, durée des impulsions, ainsi que le temps de cohérence du champ électrique à l'intérieur des impulsions.

6.3 Cohérence des impulsions ASE

En section 3.6 (cf.3.6.1), il a été démontré que pour une source de lumière chaotique continue avec un grand nombre d'émetteurs, et par conséquent, un grand nombre de photons, la fonction de corrélation du champ électrique $g^{(1)}(\tau)$ et la fonction de corrélation d'intensité $g^{(2)}(\tau)$ sont liées par l'équation (3.101), que l'on rappelle ci-dessous :

$$g^{(2)}(\tau) = |g^{(1)}(\tau)|^2 + 1 \quad (6.1)$$

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{1}{2} \left(1 + e^{-\pi \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right)^2} \right) \quad (6.2)$$

La fonction $g^{(2)}(\tau)$ est définie pour, $1 \leq g^{(2)}(0)$ et $g^{(2)}(\tau) \leq g^{(2)}(0)$ KUUSELA [2017] avec $g^{(2)}(0) = 2$ et $g^{(2)}(\tau) \rightarrow 1$ quand $\tau \gg \tau_c$ LOUDON [2000] DE CHATELLUS et PIQUE [2009].

Dans le cas présent on s'intéresse aux propriétés d'une source de lumière ASE dans laquelle des impulsions ont été "sculptées" (façonnées par la technique de découpe de portes temporelles, cf.section 5.2.3) conduisant à une forme d'onde temporelle chaotique, mais qui évolue sous l'enveloppe d'une impulsion. On s'intéresse alors aux propriétés de cohérence des impulsions générées par rapport aux fonctions $g^1(\tau)$ et $g^2(\tau)$. Ainsi, je montre que dans le cas d'une source stochastique pulsée, la fonction de corrélation d'intensité $g^2(\tau)$ peut s'exprimer de la façon suivante (Eq.(6.3), démonstration en annexe C) :

$$g^{(2)}(\tau) = Q(\tau) (|g^{(1)}(\tau)|^2 + 1) \quad (6.3)$$

où $Q(\tau)$ est la fonction de corrélation d'intensité normalisée de la porte temporelle définie pour $0 \leq Q(\tau) \leq 1$.

1. Domaine de définition de la fonction $g^{(2)}(\tau)$ qui n'est plus vrai dans le cas des sources sub-Poissonniennes qui impliquent une fonction $g^{(2)}(\tau)$ inférieure à l'unité sur un certain intervalle de temps, et ceci est impossible dans le cas d'un état classique de la lumière.

Je rapporte en Fig.6.1 les fonctions de corrélation en intensité associées à la source ASE pulsée pour différents temps de cohérence τ_c (i.e. différentes largeurs de spectre), et différentes durées de porte temporelle τ_G . La fonction $g^{(2)}(\tau)$ est représentée comme le produit de la fonction $Q(\tau)$ par $1 + |g^{(1)}(\tau)|^2$ pour différentes durées de portes temporelles. La Fig.6.1a fait tout d'abord référence à une impulsion très longue et converge vers le comportement typique d'une source stochastique continue, où $g^{(2)}(\tau)$ est identique à 1 pour des retards non nul (au-delà de quelques temps de cohérence). Le pic observé près du retard nul est appelé pic de cohérence dans la littérature **MUSSOT et collab. [2004]**; **SALA et collab. [1980]**. Sa largeur est liée au temps de cohérence τ_c de la source. C'est une manifestation directe de la dégradation de la cohérence temporelle et de l'existence de fluctuations d'intensité de la source résultant du groupage stochastique de photons **DE CHATELUS et PIQUE [2009]** ("bunching" de photons en anglais).

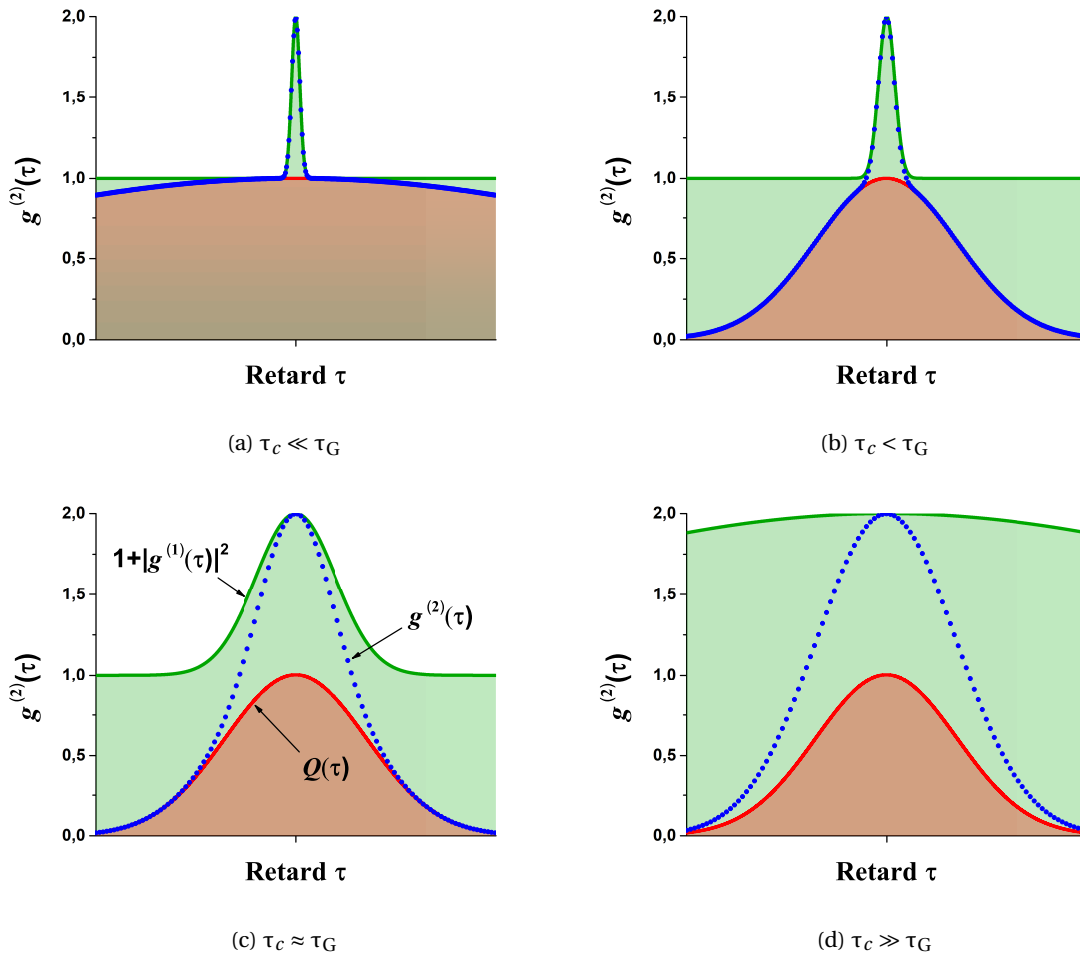


FIGURE 6.1 – Représentation de la fonction de corrélation en intensité $g^{(2)}(\tau)$ (points bleues) de la source d'ASE pulsée. La fonction $g^{(2)}(\tau)$ est représentée comme le produit de la fonction $Q(\tau)$ (courbe rouge) par $1 + |g^{(1)}(\tau)|^2$ (courbe verte) pour différentes durées de portes temporelles. Les données ont été simulées avec le modèle classique présentée en annexe B.

La figure 6.1b révèle la nature pulsée de la source ASE et correspond aux cas expérimentaux, rapportés ici, où la porte temporelle est de durée finie mais plus longue que le temps de cohérence. La fonction représentant le degré de cohérence du second ordre présente alors deux caractéristiques principales. D'une part, on observe que la fonction de corrélation est liée à la durée de la porte temporelle, représentée par la fonction $Q(\tau)$, dont la largeur dépend de la durée de la porte τ_G (courbe rouge). D'autre part, la fonction $g^{(2)}(\tau)$ révèle également un pic de cohérence lié à l'existence de fluctuations de champ au sein de l'enveloppe de l'impulsion. Le temps de co-

hérence τ_c est quant à lui lié à la largeur du spectre de l'injecteur continu découpé. Lorsque τ_c est de l'ordre de τ_G (Fig.6.1c), le nombre de structures temporelles conduisant à des fluctuations d'intensité au sein de l'enveloppe d'impulsion est très limité et le pic de cohérence devient indiscernable de la fonction de corrélation de la porte. Enfin, quand τ_c devient supérieur à τ_G , la bande passante ASE est trop étroite pour permettre à une structure temporelle d'exister pendant la durée de l'impulsion. Cependant, dans ce cas, l'énergie des impulsions découpées au sein de la source ASE continue de suivre une distribution stochastique.

Finalement, en appliquant la décomposition, explicitée par la Fig.6.1, pour la fonction $g^{(2)}(\tau)$, on constate que l'on peut extraire τ_c directement de la fonction $g^{(2)}(\tau)$, soit par un ajustement de la fonction (cf.Eq.(6.1)), soit par une intégration de la fonction (cf.Eq.(6.2)).

6.4 Dispositif expérimental

La configuration expérimentale de notre système d'amplification laser, entièrement fibré et à maintien de polarisation, est illustrée en figure 6.2. On se contentera ici d'une représentation schématique car les briques individuelles qui composent le système d'amplification laser ont déjà été décrites de façon détaillée dans les chapitres précédents. Le système se compose de quatre modules optiques actifs :

1. Le premier module correspond au choix de l'injecteur émettant en régime continu : injecteur ASE ou injecteur monofréquence.
2. Système de filtrage accordable en longueur d'onde autour de 1030 nm combiné avec des étages d'amplification fibrés.
3. Générateur d'impulsions picosecondes avec des étages d'amplification multiples.
4. Un étage non-linéaire de doublage de fréquence pour la réalisation de la SHG. Celui-ci est en espace libre.

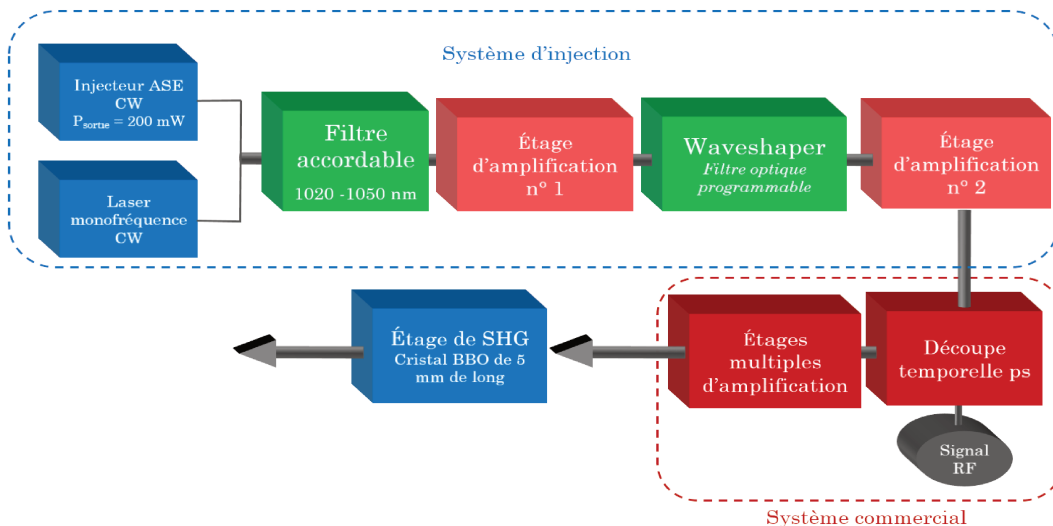


FIGURE 6.2 – Configuration expérimentale du système ASE pulsé délivrant jusqu'à 20 W de puissance moyenne.

L'injecteur ASE émettant en régime continu a été présenté en section 4.5 (cf.4.23) de ce manuscrit. Cet injecteur est capable de délivrer un signal continu de 200 mW sur la bande passante [1025-1050] nm, avec une largeur spectrale variable allant de 1 nm à 60 pm (Fig.6.3a). La présence du filtre optique programmable du type "WaveShaper - Finisar" dans ce montage, permet d'imposer un excellent contraste spectral aux différentes longueurs d'onde sélectionnées. En fig.6.3b, on observe que le contraste spectral (taux d'extinction) est supérieur à 35 dB (50 dB proche de 1030 nm) au filtrage optique minimum imposé ici, à savoir, 60 pm de largeur de bande.

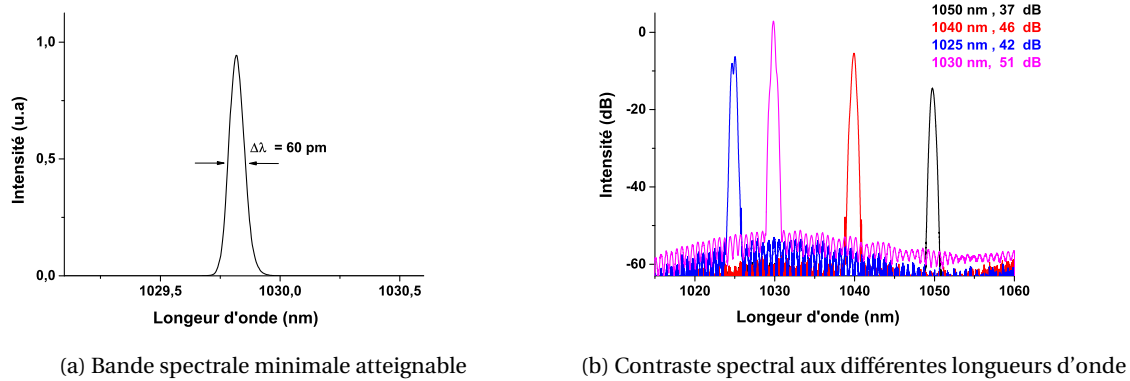


FIGURE 6.3 – Configuration de l'injecteur ASE à 60 pm de bande passante optique.

Notons que les pertes dues au filtrage actif sont compensées par des amplificateurs fibrés pompés coeur de ma propre réalisation. Ces amplificateurs sont notamment basés sur l'intégration de fibres optiques actives **PM** dopées aux ions Ytterbium de 6 μm de diamètre de coeur et pompées optiquement par le coeur (diode de pompe de 700 mW à 976 nm). Ils peuvent délivrer jusqu'à 150 mW de puissance moyenne. L'injecteur monofréquence est un laser commercial (modèle "Koheras, NKT-Photonics") de 10 kHz de largeur de raie à 1030 nm (non accordable), considéré comme "infiniment" monomode. Le signal issu de l'injecteur est ensuite découpé temporellement et amplifié par le système d'amplification commercial (Manny IR Series from IRISIOME Solutions), du type **MOPA**, présenté en section ??(fig.5.5) de ce manuscrit. Le dernier module consiste en un étage non linéaire de doublage de fréquence constitué d'un cristal non-linéaire de BBO (bêta-borate de baryum $\beta - \text{BaB}_2\text{O}_4$) de 5 mm de long avec un accord de phase en type I^2). Les puissances moyennes infrarouges et vertes (avant et après l'étape de doublage) ont été enregistrées à l'aide de puissancemètres à thermopile.

6.5 Détection non-linéaire

En section 3.6 de ce manuscrit, nous avons vu que les propriétés de cohérence d'un processus stochastique du type **ASE**, peuvent être entièrement décrites à partir des fonctions liées $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$. Ainsi, en théorie on pourrait utiliser la trace temporelle en intensité $I(t)$, enregistrée en section 4.5.2 (cf.fig.4.26), pour calculer la fonction $g^{(2)}(\tau)$ à partir de sa définition (cf. Eq.(3.87) en section 3.6), et en déduire alors le temps de cohérence temporelle de la source d'ASE en régime continu (cf.Eq.(6.1)) ou pulsé (cf.Eq.(6.3)). Cependant, comme la mesure de $I(t)$ est déformée par la bande passante électrique limitée (non infinie) de la chaîne de détection (8,4 GHz ici) par rapport à la bande optique du signal **PIETRALUNGA et collab. [2003]** – notion de ratio $\beta_{\text{op}}/\beta_{\text{el}}$ – la fonction $g^{(2)}(\tau)$ calculée à partir d'une trace temporelle fournira des propriétés statistiques biaisées, et par suite, un temps de cohérence imprécis. En effet, pour des impulsions émises autour d'une durée de 50 ps, la bande passante électrique correspondante qui pourrait permettre la détection d'événements temporels dans les impulsions est de 20 GHz. De plus, en considérant un spectre gaussien de 660 pm pour l'injecteur – qui correspond au spectre le plus large (événements temporels les plus courts) dans cette configuration (cf.Fig.4.5.1) – nous devrions utiliser jusqu'à 186 GHz de bande passante électrique pour approcher la cohérence temporelle des événements de grande intensité (i.e. atteindre un facteur M proche de 1 en Eq.(3.108)). Une telle bande passante électrique n'est pas disponible d'un point de vue technique à ce jour. Ainsi, de telles limitations techniques au niveau de la détection linéaire ne peuvent permettre d'accéder à la fonction $g^{(2)}(\tau)$

2. En type I : les deux ondes incidentes ont la même polarisation et la troisième onde générée sera polarisée dans la direction perpendiculaire à celle des ondes incidentes. En type II : les deux ondes incidentes ont des polarisations orthogonales et la troisième onde produite sera polarisée dans une direction perpendiculaire à l'une de deux ondes incidentes.

PIETRALUNGA et collab. [2003] correcte et donc aux impulsions de cohérence temporelle variables. Dans ce sens, il semble alors pertinent de tracer les fonctions $g^{(1)}(\tau)$ et $g^{(2)}(\tau)$ à partir de mesures directes. Au regard de la définition de $g^{(2)}(\tau)$ (cf. Eq. (3.87) en section 3.6), on constate qu'il est possible d'accéder directement à la fonction $g^{(2)}(\tau)$ grâce à une autocorrélation d'ordre 2 en intensité. La fonction d'autocorrélation d'ordre 2 en intensité est couramment utilisée pour caractériser des impulsions courtes ou ultra-courtes. Cette fonction est souvent obtenue en mesurant la quantité de lumière produite par doublage de fréquence dans un cristal non linéaire en fonction du retard τ entre les deux impulsions incidentes sur le cristal SALIN et collab. [1987]. Le signal mesuré par un autocorrélateur d'intensité est de la forme :

$$S_{ac}(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} |E(t)E^*(t-\tau)|^2 dt \propto \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau) dt \quad (6.4)$$

On remarque que la fonction d'autocorrélation $S_{ac}(\tau)$ ((6.4)) est proportionnelle à la fonction $g^{(2)}(\tau)$ définie par l'équation (6.2), offrant alors une mesure directe des propriétés statistiques de la source ASE MUSSOT et collab. [2004]. Deux points importants doivent être soulignés ici. Un autocorrélateur d'intensité consiste en : un interféromètre de Michelson permettant de régler le retard entre les 2 impulsions successives, un étage non linéaire du second ordre, et un récepteur. Comme le processus de somme de fréquence dans le cristal non linéaire est quasi-instantané, le signal généré transporte toutes les informations statistiques de la source aux instants t et $t - \tau$ de manière non biaisée. Ensuite, même si le détecteur est "lent" (bande passante électrique limitée), il intègre ces fluctuations dans le temps pour donner une valeur moyenne de la corrélation d'intensité selon le retard τ . On comprend alors l'intérêt de cette méthode par rapport au cas de détection linéaire (4.2.1), où si la réponse du détecteur est "lente", elle amortit alors les structures temporelles les plus rapides du champ électrique, empêchant ainsi la mesure de l'information complète. La mesure d'une trace d'autocorrélation d'un faisceau stochastique CW peut être fastidieuse si la puissance crête des structures temporelles est de l'ordre du watt. La source ASE pulsée picoseconde a été conçue pour fournir un faisceau partiellement cohérent avec une puissance crête fluctuante pouvant atteindre des dizaines de kW. Ainsi, j'ai utilisé un autocorrélateur commercial pour caractériser les impulsions picosecondes émises à la sortie de notre système, et par suite, mesurer les propriétés de cohérence temporelle des impulsions contenant le processus stochastique de la source ASE initiale.

Sur la Fig.6.4 on représente les courbes d'autocorrélation expérimentales obtenues pour différentes largeurs spectrales à la sortie du système impulsionnel : 660 pm, 377 pm, 218 pm, 110 pm. On rappelle que notre système permet de faire varier la largeur du spectre optique des impulsions, considéré comme gaussien ici, en faisant varier la largeur du spectre optique de l'injecteur ASE. Selon la théorie présentée en section 3.6, en faisant varier la largeur du spectre optique, on fait également varier le temps de cohérence τ_c du champ électrique, et par suite, des impulsions générées. Ainsi, j'ai cherché à valider l'aspect accordable du temps de cohérence des impulsions pour la source réalisée. Les mesures reportées en Fig.6.4 ont été réalisées à partir de 13 W de puissance moyenne en sortie, et à un taux de répétition de 300 MHz. La durée de la porte temporelle pour produire les impulsions a été réglée à son minimum de durée, à savoir, autour de 50 picosecondes.

Sur la Fig.6.4 les autocorrélations expérimentales (normalisées à 2) sont représentées par les courbes bleues. On observe tout d'abord que ces courbes ont les formes typiques des courbes simulées et présentées précédemment en Fig.6.1 (courbes bleues également). On reconnaît aisément une courbe de type "cloche", due à la corrélation en intensité des impulsions de 50 ps, qui porte un pic de cohérence, dont la présence est quant à elle, expliquée par le caractère chaotique du champ électrique à l'intérieur des impulsions. Alors que $Q(\tau)$ reste constant, le pic de cohérence $|g^{(1)}(\tau)|^2$ se rétrécit avec des spectres plus larges (cf. théorème de Fourier). Sur ces autocorrélations expérimentales on a ensuite appliqué la paramétrisation présentée précédemment en considérant que l'autocorrélation mesurée $S_{ac}(\tau)$ (identique à $g^{(2)}(\tau)$ lorsqu'elle est normalisée à 2) peut être décomposée par le produit de $Q(\tau)$ avec $(1 + |g^{(1)}(\tau)|^2)$. En considérant les spectres optiques comme gaussiens, i.e. $Q(\tau)$ et $|g^{(1)}(\tau)|^2$ gaussiens, on constate une parfaite adéquation des

Largeur spectrale $\Delta\lambda$ [pm]	Porte $\Delta\tau_G$ [ps]	Intégrale du pic		Largeur du pic		Modèle classique	
		τ_c [ps]	$\Delta\lambda$ [pm]	τ_c [ps]	$\Delta\lambda$ [pm]	τ_c [ps]	$\Delta\lambda$ [pm]
660	43.5	3.16	743	2.91	807	3.39	693
377	41.7	5.62	418	5.37	437	5.72	410
218	41.1	10.9	215	10.7	219	13.8	170
110	40.8	22.8	103	22.4	105	21.4	110

TABLEAU 6.1 – Caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions ASE picoseconde. La durée d'impulsion $\Delta\tau_G$ est déduite de l'autocorrélation de la porte définie par la fonction $Q(\tau)$ et le temps de cohérence τ_c est évalué à travers trois approches : intégration du pic de cohérence $(1 + |g^{(1)}(\tau)|^2)$ - i.e. cf Eq.(3.97) (colonne 3), extraction de la largeur du pic de cohérence par régression non linéaire - i.e. cf. Eq. (6.2) (colonne 5), et ajustement par le modèle classique (cf. annexe B) (colonne 7). La largeur spectrale ASE correspondant aux durées d'impulsions déduites des autocorrélations expérimentales est également donnée, et peut être comparée à la largeur spectrale mesurée (colonne 1).

régressions non-linéaires avec les courbes expérimentales. La légère distorsion que l'on note sur le tracé central (courbe rouge, fonction $Q(\tau)$) est liée au fait que l'autocorrélation expérimentale n'est pas symétrique. L'asymétrisation de la courbe expérimentale vient du fait que l'on a utilisé trois autocorrélations différentes pour résoudre nos impulsions, de durées légèrement supérieures à la résolution de l'autocorrélateur. En effet, l'autocorrélateur proche infrarouge utilisé est un dispositif "A.PE Pulse Check" qui possède une plage de largeur d'impulsion mesurable comprise entre 50 fs et 35 ps. Or notre système génère des impulsions autour de 50 ps et nos impulsions ne peuvent donc pas être mesurées directement. Pour ce faire, l'autocorrélation est mesurée en réglant par morceaux le retard du Michelson à 3 positions différentes autour du point de retard nul. La trace complète est ensuite reconstituée par concaténation des 3 balayages partiellement superposés. Malgré une précaution particulière prise sur le chevauchement des 3 balayages en terme de plage de retard balayée, ce processus manuel introduit des inexactitudes et conduit à ces traces légèrement asymétriques.

Les caractéristiques temporelles et spectrales des impulsions ASE picosecondes émises à la sortie de la source réalisée (cf.Fig.4.5.1) ont été extraites des autocorrélations expérimentales, et sont données dans le tableau 6.1 pour les quatre bandes passantes spectrales. $\Delta\tau_G$ correspond à la largeur à mi hauteur de l'impulsion (porte temporelle supposée gaussienne) et est déduite de l'autocorrélation de la porte ("Gate") définie par la fonction $Q(\tau)$. Le temps de cohérence τ_c de la source stochastique pulsée est extrait par trois méthodes différentes. La première méthode est une intégration direct de l'aire du pic de cohérence $(1 + |g^{(1)}(\tau)|^2)$ - i.e. cf. Eq. (3.97). La seconde approche consiste à extraire τ_c de la largeur du pic de cohérence par régression non linéaire - i.e.cf. Eq.(6.2). Enfin, nous avons simulé les traces d'autocorrélation avec le modèle classique (présentée en annexe B) τ_c , puis ajusté nos données expérimentales avec les données simulées. Notons que la dernière méthode d'extraction de τ_c est celle qui suit le mieux nos données expérimentales.

Finalement, ces courbes nous permettent tout d'abord d'évaluer la durée réelle des impulsions picoseconde générées par le module de découpe commercial (cf.Fig.5.6 en section 5.2.3). La technique permet une évaluation robuste de la durée de l'impulsion autour d'une valeur de 40 ps. La durée de la porte peut être étendue à des impulsions plus longues si on le désire. Ensuite, les trois approches pour déterminer le temps de cohérence donnent des résultats raisonnablement similaires : valeurs allant de 3,16 ps à 22,8 ps. Un écart est cependant perceptible pour la plus large bande spectrale (temps de cohérence plus court). Ceci est sans doute dû à la distorsion du spectre amplifié dont la forme diverge d'une forme totalement gaussienne, utilisée comme forme pour les hypothèses du développement analytique, et devient triangulaire comme on peut le voir sur la Fig.6.4b.

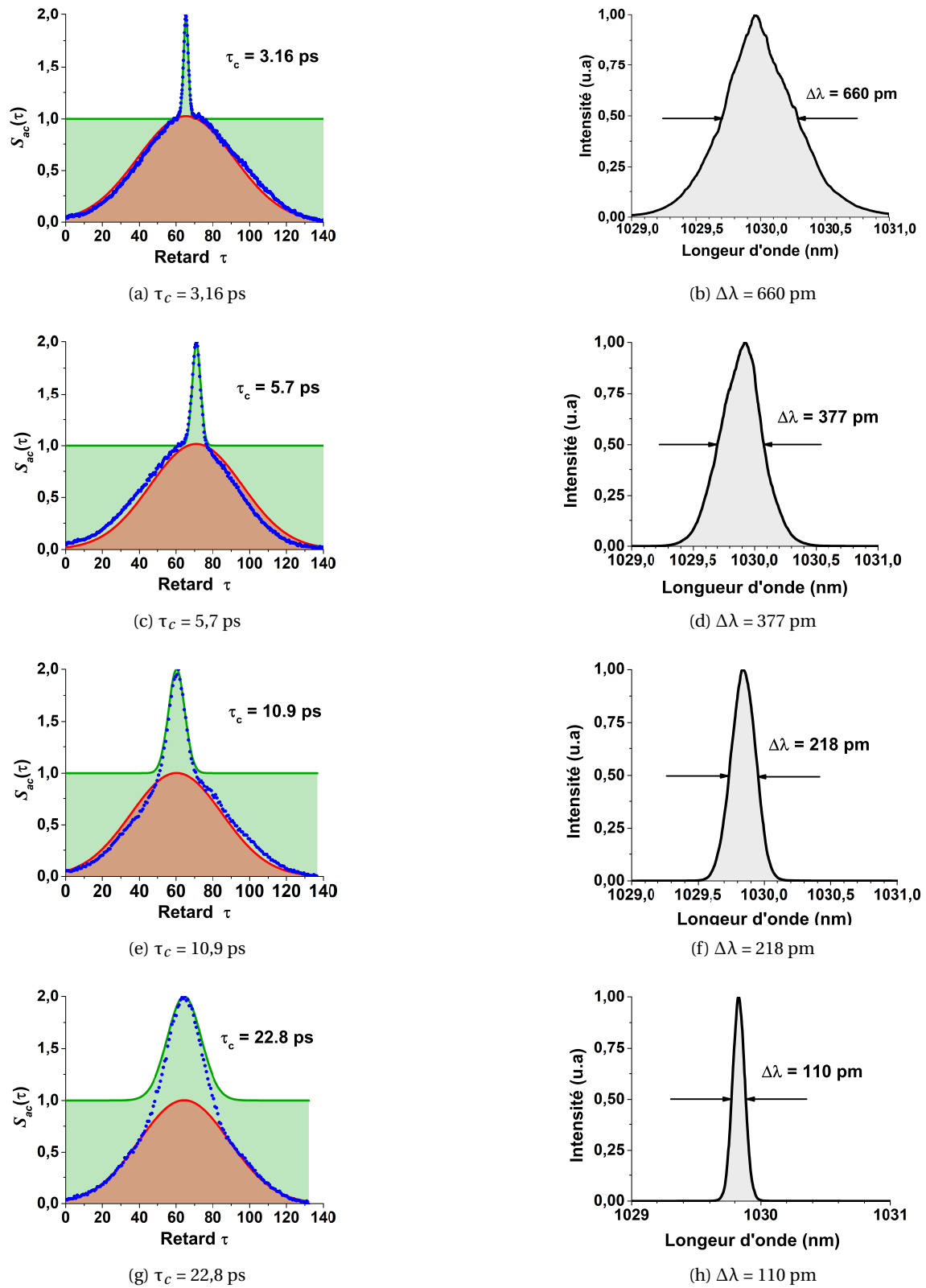


FIGURE 6.4 – Figures de gauche (a), (c), (e), (g) : traces d'autocorrélation normalisées expérimentales de la source pulsée ASE pour 4 temps de cohérence différents (i.e. 4 largeurs spectrales différentes). Les courbes verte et rouge correspondent à la fonction de corrélation du premier ordre extraite de la fonction $(1 + |g^{(1)}(\tau)|^2)$ et à l'autocorrélation de porte temporelle extraite de la fonction $Q(\tau)$ respectivement. Courbes de droite (b), (d), (f), (h) : spectres expérimentaux mesurés correspondants.

6.6 Génération de seconde harmonique

Dans cette dernière partie, à l'instar de l'équipe japonaise [ARAHIRA et MURAI \[2014\]](#) mais en utilisant une source ASE impulsionnelle dans notre situation, j'ai cherché à démontrer les capacités de notre système pour la génération de processus non-linéaires. Dans ce but, nous avons comparé la génération de seconde harmonique (SHG) dans un cristal non linéaire pompé successivement par des impulsions de haute et basse cohérence. La conversion de fréquence est réalisée en espace libre dans un cristal BBO de 5 mm (cf. Fig.4.5.1). La source de haute cohérence est obtenue en injectant le laser monofréquence dans le système commercial (cf. Fig. 5.5). Puisque l'injecteur émet en régime continu, les impulsions découpées à 41 ps sont limitées par transformée de Fourier, et admettent donc un temps de cohérence de 61,7 ps (une largeur spectrale de 38 pm). La source de cohérence basse, que l'on peut également qualifier de cohérence de partielle, est obtenue via l'injecteur ASE filtré. La largeur du spectre prise ici est de 377 pm, ce qui équivaut à un temps de cohérence de 5,6 ps (le cas de 377 pm dans le tableau 6.1). Tous les autres paramètres, puissance moyenne, durée d'impulsion, taux de répétition et longueur d'onde centrale) sont maintenus identiques. Je rapporte la puissance convertie pour ces deux situations en Fig.6.5a. Comme prévu, le cas d'impulsions limitées par transformée de Fourier (haute cohérence) pour lequel l'intensité de crête est bien définie, suit un comportement quadratique caractérisant une non-linéarité du second ordre. Un comportement quadratique est également observé pour la source ASE bien que l'intensité maximale soit à présent définie par une distribution stochastique. Cependant, la puissance convertie est significativement plus élevée dans le cas de l'ASE. Nous avons vu en section 3.6.4 que cela est prévu par la théorie et quantifiable via l'Eq.3.111. En effet, on rappelle (cf. section 3.6.4) que la théorie de la perturbation au premier ordre prédit qu'un processus induit par un champ d'intensité I et interagissant avec un milieu non linéaire de susceptibilité d'ordre $\chi^{(n)}$, varie comme I_n [LOUDON \[2000\]](#). En comparaison d'une source laser monofréquence (monochromatique) d'intensité I_{moyen} constante, une source stochastique du type ASE, génère alors un couplage non linéaire plus efficace, d'un facteur pouvant aller jusqu'à $n!$.

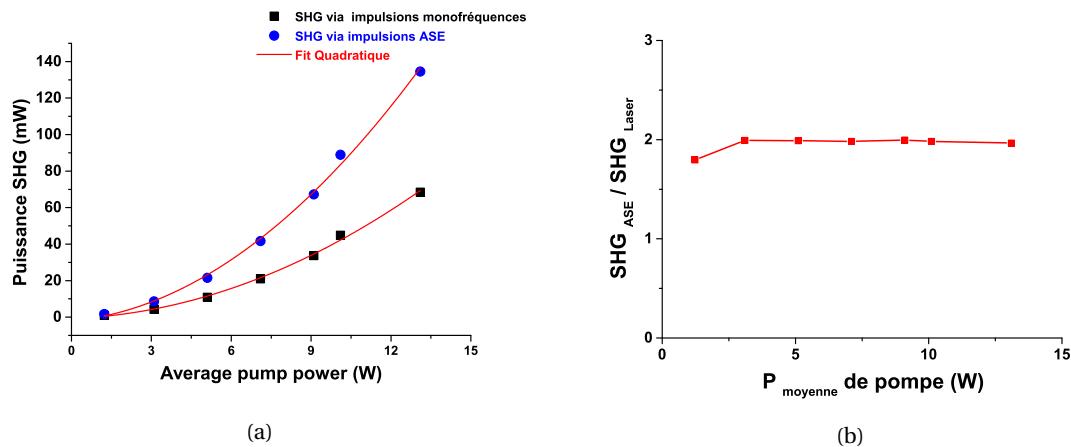


FIGURE 6.5 – Génération de seconde harmonique (SHG) avec des impulsions picosecondes de cohérence temporelle variable. (a) -Symboles noirs : impulsions de haute cohérence. Symboles rouges : impulsions ASE de cohérence partielle. Lignes rouges : ajustement quadratique. (b)-rapport SHG entre les impulsions de cohérence basse et haute.

Dans ce sens, sur la figure 6.5b, j'ai tracé le rapport de la puissance moyenne générée par doublement de fréquence pour les deux cas. On observe alors que quelque soit la puissance moyenne d'entrée (de pompage optique), un facteur de 2 est trouvé conformément à la valeur théorique attendue de $2!$ (cf. section 3.6.4).

Néanmoins, en observant la Fig. 6.5a, on note une efficacité $\approx 2\%$ pour la génération de SHG. J'explique cette très faible efficacité de conversion par les éléments suivants.

Tout d'abord, afin de conserver un spectre optique non dégradé lors de la montée en puissance de la pompe et de comparer les résultats de SHG, tout en limitant les artefacts de mesure dus à la dégradation des spectres optiques (auto-modulation de phase, bruit ASE... section 5.3.1), je n'ai pas travaillé à la puissance de crête maximale (au taux de répétition le plus bas). Dans ce cadre j'ai fait les expériences de conversion de fréquence à 300 MHz. Ainsi, l'intensité atteint le niveau kW/cm^2 et non le niveau W/cm^2 comme cela est possible si le système d'amplification fonctionne à 5 MHz. Ensuite, dans le sens de l'augmentation du taux de répétition, nous avons également vu en section 5.3.5, que le principal inconvénient de la technique de déclenchement d'impulsions est lié au taux d'extinction limité du modulateur d'intensité électro-optique, autour de 30 dB en version standard. De ce fait le niveau d'énergie contenue sous l'impulsion principale est limitée lorsque l'on travaille à 5 MHz. Ainsi, dans cette expérience et en accord avec le tableau 6.2 (données issues de la Fig.5.21 en section 5.3.5), à 300 MHz on a 93 % de la puissance moyenne émise qui est sous l'impulsion picoseconde émise.

Taux d'extinction MZI	25 dB	30 dB	40 dB
Énergie contenue sous l'impulsion à 5 MHz	7 %	18 %	70 %
Énergie contenue sous l'impulsion à 20 MHz	22 %	47 %	90 %
Énergie contenue sous l'impulsion à 300 MHz	81 %	93 %	100 %

TABLEAU 6.2 – Proportion d'énergie contenue sous l'impulsion principale en fonction du taux d'extinction et de la fréquence de répétition du laser.

Enfin, au delà des caractéristiques de la source impulsionnelle utilisée, la principale cause de cette très faible efficacité est le module de doublage lui-même. En effet, le cristal utilisé dans le cadre de cette thèse n'est pas optimisé en termes, de coefficient de non-linéarité et de longueur, pour doubler en fréquence un faisceau laser picoseconde dont les propriétés physiques sont celles qui ont été évoquées plus haut. Afin de travailler l'efficacité de conversion à travers notre cristal non linéaire, l'utilisation d'un cristal de LBO possédant un acceptation angulaire trois fois supérieures et une acceptation spectrale deux fois supérieur comparé au BBO que nous utilisons sur notre expérience. Cela nous permettrait de focaliser plus fort au sein du cristal et de doubler sa longueur ce qui serait une solution pour améliorer l'efficacité de conversion de notre système.

Dans cette expérience de démonstration de principe, j'ai démontré que les impulsions ASE sont deux fois plus efficaces dans la conversion de fréquence via SHG, si on les compare à des impulsions limitées par transformée de Fourier, ayant un flux moyen de photons identique (puissance moyenne équivalente). Ce phénomène physique était connu pour les sources de lumières qui émettent en régime continu, et nous avons montré qu'il est toujours valable pour les sources stochastiques pulsées. Ainsi, là où plusieurs dizaines ou centaines de watts de puissance instantanées sont des seuils limites et difficiles à atteindre en régime continu (pour un système fibré), des puissances instantanées de l'ordre du kW jusqu'au GW peuvent être envisagées en passant dans un régime pulsé (en fonction de la durée de l'impulsion et de la fréquence de répétition des impulsions).

6.7 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, j'ai présenté une étude détaillée sur la réalisation d'une source partiellement cohérente, de forte puissance moyenne et basée sur un système d'amplification de type MOPA, générant des impulsions à partir d'une source continue d'ASE. Le système permet de régler la longueur d'onde centrale – de 1025 nm à 1050 nm –, le temps de cohérence – de 3 à 23 ps –, la puissance moyenne – jusqu'à 20 W –, la durée des impulsions – de 40 ps à quelques ns –, la fréquence de répétition – de 5 MHz à 1 GHz –, et conduit alors à un contrôle complet de la distribution de l'intensité au sein des impulsions. La caractérisation temporelle de la source n'étant pas possible en régime impulsionnel pour des impulsions picosecondes via une détection linéaire,

due à la limitation des bandes passantes électriques disponibles, j'ai proposé un diagnostic capable de caractériser pleinement les propriétés aléatoires de la source ASE pulsée au moyen d'une méthode de détection non-linéaire. En outre, un modèle classique (cf.annexeB) a été développé et donne accès à la propriété de cohérence temporelle du champ électrique à l'intérieur des impulsions picosecondes, et cela en fonction des paramètres spectraux de la source continue ASE. Enfin, j'ai démontré le facteur d'amélioration attendu pour le processus de SHG, lorsqu'un milieu non linéaire est pompé par une source pulsée de faible cohérence, plutôt qu'une source parfaitement cohérente. Selon moi cette démonstration de principe ouvre la voie à une investigation pour d'autres processus non linéaires. Par exemple, selon la théorie présentée en section 3.6.4 (cf.Eq.3.111), pour un processus de mélange à quatre ondes en $\chi^{(3)}$, on atteint théoriquement le seuil de génération avec 6 fois moins d'intensité moyenne qu'avec une source monofréquence. De plus, puisque la cohérence temporelle des impulsions ASE est contrôlable, on pourrait utiliser cette propriété pour gérer la diffusion Raman stimulée (SRS) ou la diffusion Brillouin stimulée (SBS) en régime nanoseconde. Plus récemment, nous avons trouvé un intérêt pour les impulsions lumineuses, à faible cohérence temporelle et à haute énergie, dans le domaine de la physique à haute densité d'énergie, en particulier pour la fusion par confinement inertiel (ICF) CUI et collab. [2019].

6.8 Références

- ARAHIRA, S. et H. MURAI. 2014, «Wavelength conversion of incoherent light by sum-frequency generation», *Optics Express*, vol. 22, n° 11, doi :10.1364/oe.22.012944, p. 12 944, ISSN 1094-4087. [164](#), [172](#)
- CLIVAZ, X., R. P. NOVÁK, H. H. GILGEN, F. MARQUIS-WEIBLE et R. P. SALATHÉ. 1992, «High-resolution reflectometry in biological tissues», *Optics Letters*, vol. 17, n° 1, doi :10.1364/ol.17.000004, p. 4, ISSN 0146-9592. [164](#)
- CUI, Y., Y. GAO, D. RAO, D. LIU, F. LI, L. JI, H. SHI, J. LIU, X. ZHAO, W. FENG, L. XIA, J. LIU, X. LI, T. WANG, W. MA et Z. SUI. 2019, «High-energy low-temporal-coherence instantaneous broadband pulse system», *Optics Letters*, vol. 44, n° 11, doi :10.1364/ol.44.002859, p. 2859, ISSN 0146-9592. [174](#)
- DE CHATELLUS, H. G. et J. P. PIQUE. 2009, «Coherence properties of modeless lasers», *Proceedings of Science*, vol. 101, n° 08, doi :10.22323/1.101.0008, ISSN 18248039. [164](#), [165](#), [166](#)
- DUDLEY, J. M., C. FINOT, G. MILLOT, J. GARNIER, G. GENTY, D. AGAFONTSEV et F. DIAS. 2010, «Extreme events in optics : Challenges of the MANUREVA project», *The European Physical Journal Special Topics*, vol. 185, n° 1, doi :10.1140/epjst/e2010-01243-x, p. 125–133, ISSN 1951-6401. URL <https://doi.org/10.1140/epjst/e2010-01243-x>. [164](#)
- DUDLEY, J. M., G. GENTY et S. COEN. 2006, «Supercontinuum generation in photonic crystal fiber», *Reviews of Modern Physics*, vol. 78, n° 4, doi :10.1103/RevModPhys.78.1135, p. 1135–1184, ISSN 00346861. [164](#)
- EINSTEIN, A. 1967, «On the Quantum Theory of Radiation», *The Old Quantum Theory*, vol. 18, n° 18, doi :10.1016/b978-0-08-012102-4.50018-8, p. 167–183. [164](#)
- G.AGRAWAL. 2012, *Nonlinear Fiber Optics*, Elsevier. [164](#)
- GLAUBER, R. J. 1963, «The quantum theory of optical coherence», *Physical Review*, vol. 130, n° 6, doi :10.1103/PhysRev.130.2529, p. 2529–2539, ISSN 0031899X. [164](#)
- JIN, A., H. ZHOU, X. ZHOU, J. HOU et Z. JIANG. 2015, «High-power ultraflat near-infrared supercontinuum generation pumped by a continuous amplified spontaneous emission source», *IEEE Photonics Journal*, vol. 7, n° 2, doi :10.1109/JPHOT.2015.2416122, p. 1–9, ISSN 19430655. [164](#)
- KUUSELA, T. A. 2017, «Measurement of the second-order coherence of pseudothermal light», *American Journal of Physics*, vol. 85, n° 4, doi :10.1119/1.4975212, p. 289–294, ISSN 0002-9505. URL <http://dx.doi.org/10.1119/1.4975212>. [165](#)
- LOUDON, R. 2000, *The Quantum Theory of Light*, New York : Oxford university press. [164](#), [165](#), [172](#)
- MINGUELA-GALLARDO, J. A., Y. O. BARMENKOV, A. V. KIR'YANOV et G. BELTRÁN-PÉREZ. 2017, «Photon statistics of actively Q-switched erbium-doped fiber laser», *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 34, n° 7, doi :10.1364/josab.34.001407, p. 1407, ISSN 0740-3224. [164](#)
- MUNIZ-CÁNOVAS, P., Y. O. BARMENKOV, A. V. KIR'YANOV, J. L. CRUZ et M. V. ANDRÉS. 2019, «ASE narrow-band noise pulsing in erbium-doped fiber amplifier and its effect on self-phase modulation», *Optics Express*, vol. 27, n° 6, doi :10.1364/oe.27.008520, p. 8520, ISSN 1094-4087. [164](#)
- MUSSOT, A., A. KUDLINSKI, M. KOLOBOV, E. LOUVERGNEAUX, M. DOUAY et M. TAKI. 2009, «Observation of extreme temporal events in CW-pumped supercontinuum», *Optics Express*, vol. 17, n° 19, doi :10.1364/oe.17.017010, p. 17 010, ISSN 1094-4087. [164](#)

- MUSSOT, A., E. LANTZ, H. MAILLOTTE, T. SYLVESTRE, C. FINOT et S. PITOIS. 2004, «Spectral broadening of a partially coherent CW laser beam in single-mode optical fibers», *Optics Express*, vol. 12, n° 13, doi :10.1364/opex.12.002838, p. 2838, ISSN 1094-4087. [164](#), [166](#), [169](#)
- ORSZAG, M. 2000, *Einstein's Theory of Atom-Radiation Interaction*, Springer Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-662-04114-7, p. 1–9, doi :10.1007/978-3-662-04114-7_1. [164](#)
- PIETRALUNGA, S. M., P. MARTELLI et M. MARTINELLI. 2003, «Photon statistics of amplified spontaneous emission in a dense wavelength-division multiplexing regime», *Opt. Lett.*, vol. 28, n° 3, doi :10.1364/OL.28.000152, p. 152–154. URL <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-28-3-152>. [168](#), [169](#)
- SALA, K., G. KENNEY-WALLACE et G. HALL. 1980, «CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 16, n° 9, doi :10.1109/JQE.1980.1070606, p. 990–996, ISSN 1558-1713. [166](#)
- SALIN, F., P. GEORGES, G. L. SAUX, G. ROGER et BRUN. 1987, «Autocorrélation interférométrique monocoup d' impulsions femtosecondes To cite this version : HAL Id : jpa-00245720 d' impulsions femtosecondes», . [169](#)
- SHANG, Y., J. XU, P. WANG, X. LI, P. ZHOU et X. XU. 2016, «Ultra-stable high-power mid-infrared optical parametric oscillator pumped by a super-fluorescent fiber source», *Optics Express*, vol. 24, n° 19, doi :10.1364/oe.24.021684, p. 21 684, ISSN 1094-4087. [164](#)
- SOLLI, D. R., C. ROPERS, P. KOONATH et B. JALALI. 2007, «Optical rogue waves», *Nature*, vol. 450, n° 7172, doi :10.1038/nature06402, p. 1054–1057, ISSN 14764687. [164](#)
- XU, J., P. ZHOU, W. LIU, J. LENG, H. XIAO, P. MA, J. WU, H. ZHANG, J. CHEN et Z. LIU. 2018, «Exploration in Performance Scaling and New Application Avenues of Superfluorescent Fiber Source», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 24, n° 3, doi :10.1109/JSTQE.2017.2725838, p. 1–10, ISSN 21910359. [164](#), [165](#)
- ZHANG, W., R. FICKLER, E. GIESE, L. CHEN et R. W. BOYD. 2019, «Influence of pump coherence on the generation of position-momentum entanglement in optical parametric down-conversion», *Optics Express*, vol. 27, n° 15, doi :10.1364/oe.27.020745, p. 20 745, ISSN 1094-4087. [164](#)

Chapitre 7

Extension en longueur d'onde : réalisation d'un système d'amplification fibré à 976 nm

*« La science? Après tout, qu'est-elle,
sinon une longue et systématique
curiosité? »*

André Maurois

Sommaire

7.1 Introduction du chapitre	178
7.2 État de l'art des sources laser fibrés émettant en régime continu à 976 nm	178
7.2.1 Familles de fibres optiques optimisées pour une émission efficace à 976 nm	179
7.2.2 Choix d'un système d'amplification du type MOPA	180
7.3 Réalisation d'un système fibré d'amplification laser à 976 nm	180
7.3.1 Paramètres optogéométriques de la fibre amplificatrice	180
7.3.2 Dispositif expérimental	182
7.3.3 Analyse du système	183
7.4 Conclusion du chapitre	188
7.5 Références	189

7.1 Introduction du chapitre

Les différents développements présentés et réalisés dans ce manuscrit sont des sources de lumière cohérente qui émettent autour des longueurs d'onde centrées sur la bande d'émission de l'Ytterbium à 1030 nm. Or, comme explicité en section 3.4, sous certaines conditions l'Ytterbium est également capable d'émettre de la lumière cohérente autour de 976 nm. Dans le cadre d'un champ d'applications plus large, que cela concerne la dermatologie-esthétique, la médecine, ou encore, le domaine du biomédical, il m'a semblé opportun de s'intéresser à une extension en longueur d'onde à 976 nm, celle-ci devant s'intégrer au sein d'un système monolithique fibré de forte puissance moyenne (MOPA) et émettant dans un régime continu. En effet, les lasers capables d'émettre à 976 nm et qui sont ensuite doublés à 488 nm, via un processus de doublage de fréquence dans des cristaux non-linéaires (SHG), sont souvent présentés comme une alternative aux lasers à gaz Argon ionisé, qui sont largement utilisés en biologie ou en médecine [DUBRASQUET et collab. \[2013\]](#). De plus, précisons historiquement le développement de sources lasers de forte puissance moyenne émettant à 976 nm, notamment pour le pompage haute brillance des cristaux lasers dopés aux ions Ytterbium autour de 976 nm [SÉVILLANO et collab. \[2014\]](#) ou le doublage en fréquence à 488 nm [DUBRASQUET \[2014\]](#), fait partie de l'activité de recherche du groupe "GOLF" ¹ dans lequel j'ai évolué. Il se rajoute également à cette opportunité le développement antérieur de fibres exotiques prévues à cette effet, mais jamais encore exploitées et intégrées au sein d'un système monolithique fibré de forte puissance moyenne (MOPA). Le travail présenté dans ce chapitre a fait l'objet d'une conférence [VALERO et collab. \[2019\]](#) ainsi que d'une publication scientifique [VALERO et collab. \[2020\]](#).

7.2 État de l'art des sources laser fibrés émettant en régime continu à 976 nm

Depuis les 30 dernières années, de nombreuses configurations de laser basées sur l'utilisation des fibres optiques ont été explorées. La première expérience de laser à fibre exploitant la transition trois niveaux de l'Ytterbium est faite en 1989 par deux équipes : *D. C. Hanna et Al* et *Armitage et Al*. Les deux équipes ont utilisé un laser à colorant pour pomper optiquement, à 850 nm, le coeur d'un tronçon de 50 cm de fibre optique dopée aux ions Ytterbium (fibre dite active). Il obtiennent une émission à 974 nm de 9,3 mW pour 35 mW de pompe absorbée, soit une efficacité de 26,5 % [HANNA et collab. \[1989\]](#) [ARMITAGE et collab. \[1989\]](#). Par la suite, d'autres équipes ont repris des architectures d'oscillateurs ou d'amplificateurs lasers basées sur l'utilisation de fibres optiques actives pompées optiquement par le coeur. Cependant, la limitation principale de ces systèmes provient de la faible ouverture numérique des fibres optiques actives, qui imposent alors que le pompage se fasse avec des diodes laser monomodes. La puissance moyenne maximum obtenue en régime continu à 980 nm ne dépasse pas 2 W avec avec l'utilisation de ces fibres optiques [C. BARTOLACCI, M. LAROCHE, H. GILLES, S. GIRARD, T. ROBIN et B. CADIER \[2011\]](#) [WANG et collab. \[2013\]](#). Des améliorations significatives apparaissent avec l'émergence et l'utilisation des fibres optiques pouvant être optiquement pompées par la gaine. Ces fibres ayant un rapport entre la surface de la gaine et du coeur plus faible que les fibres conventionnelles (cf.E.3.65 en section 3.4) [SELVAS et collab. \[2003\]](#). Ces améliorations ont d'autant plus été spectaculaires avec l'apparition des fibres optiques actives à large aire modale (LMA). Parmi cette famille de fibres on retrouve les fibres LMA du type barreau "rod-type" ² PCF " ayant des coeurs de l'ordre de 80 µm et des gaines de 200 µm. En utilisant ces fibres optiques à la structure et géométrie exceptionnelles, [BOULLET et collab. \[2008\]](#), [RÖSER et collab. \[2008\]](#) atteignent une émission laser de 94 W à 980 nm avec 53% d'efficacité. Cependant, la structure et la géométrie de ces fibres empêchent de souder ces fibres,

1. J'ai réalisé mes travaux de thèse au sein du groupe recherche GOLF (optique et Lasers Femtosecondes) du laboratoire CELIA.

2. Le mot "rod", littéralement barreau en Français, signifie que la fibre est très rigide et que la fibre peut seulement être utilisée en position droite.

et leur rigidité limite clairement la compacité dans le cas d'une mise en œuvre industrielle. Pour cette raison, la fibre flexible type LMA dopée aux ions Ytterbium est toujours à l'étude, le but étant de converger vers un système monolithique optimisé en terme d'efficacité [ALESHKINA et collab. \[2016\]](#) [MATNIYAZ et collab. \[2019\]](#).

Récemment, un record de 151 W de puissance moyenne à 978 nm a été réalisé à l'aide d'un système monolithique utilisation une configuration laser "libre" , i.e. sans filtre pour fixer la longueur d'onde centrale. La fibre utilisée est une fibre flexible active entièrement solide, guidant par bande interdite photonique tout solide : 25 μm de diamètre de coeur et 125 μm de diamètre de gaine. En accord avec la puissance de pompe optiquement injectée, l'efficacité obtenue est de 63%. Plus récemment encore, [FIBER \[2020\]](#) reporte la réalisation d'un système type MOPA entièrement fibré, intégrant une fibre optique active double gaine de 14 μm de diamètre de coeur et 45 μm de diamètre de gaine. La performance obtenue est l'amplification d'un signal à 976 nm jusqu'à 13 W de puissance moyenne avec une efficacité de 31 %. Notons que l'efficacité annoncée est l'efficacité la plus importante réalisée pour un système d'amplification CW à 976 nm entièrement fibré.

7.2.1 Familles de fibres optiques optimisées pour une émission efficace à 976 nm

Afin d'illustrer le caractère spécifique des fibres optiques utilisées pour la génération de lumière cohérente à 976 nm, on reporte en Fig.7.1 trois types de fibres couramment évoquées dans la littérature.

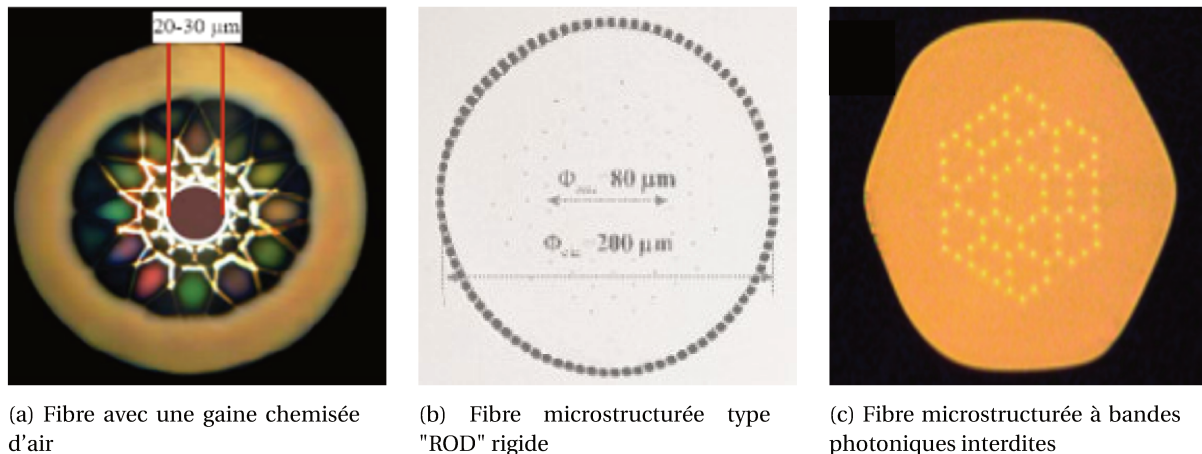


FIGURE 7.1 – Représentation des familles de fibres couramment utilisées pour la génération de lumière cohérente à 976 nm.

La Fig.7.1a présente une fibre possédant une gaine "chemisée de trou d'air", plus souvent connue sous le nom de "Jacketed air clad fiber" en anglais [YLÄ-JARKKO et collab. \[2003\]](#). Cette architecture spéciale permet à la fibre de guider la lumière malgré la faible différence de diamètre, entre le diamètre du coeur, 9 μm , et celui de la gaine optique, 20 μm . Les paramètres optogéométriques β et α – que je décris en section 3.4.2, cf.Eq.3.65 – valent respectivement 8 et 9 dB, et permettent donc un gain important à 976 nm au détriment du gain à 1030 nm³ : seuil de transparence atteint à 976 nm, cf.Eq.(3.59) et cf.Eq.(3.60). Les avantages de cette fibre sont sa flexibilité et son caractère infiniment monomode. Cependant, il est difficile de souder ce type de fibre exotique avec des composants fibrés classiques, et donc in fine, d'intégrer cette fibre dans un système monolithique . Ensuite, la Fig.7.1b [BOULLET et collab. \[2008\]](#) illustre une fibre du type "ROD" dont le diamètre du coeur et de la gaine valent respectivement 80 μm et 200 μm . Dans ce cas, les paramètres β et α valent respectivement 6 et 9 dB. Cette fibre admet donc également un gain très important à 976 nm. L'avantage principal de cette fibre vient de ses dimensions exceptionnelles

3. S'agissant d'une fibre LMA amplificatrice classique, ayant un diamètre de coeur de 10 μm et une gaine de 125 μm , le paramètre β est supérieur à 150.

et donc de la possibilité d'appliquer des fortes puissances de pompage optique. Cependant, la encore il n'est pas possible de souder cette fibre avec d'autres composants fibrés. De plus, ce type de fibre est également très onéreux. La dernière fibre illustrée en Fig.7.1c [MATNIYAZ et collab. \[2019\]](#) est différente dans le sens où elle n'est pas optimisée, d'un point de vue optogéométrique, pour générer un gain plus important à 976 nm qu'à 1030 nm. Cependant, la spécificité de son mode de guidage par bandes photoniques interdites (fibre du type [BIP](#), cf. Fig.3.7) interdit le guidage de la lumière sur une bande centrée à 1030 nm. Ainsi, il est possible à l'aide de cette fibre flexible de générer une efficacité très importante à 976 nm. La gaine de 125 µm permet également d'appliquer des taux de pompage optique importants. Cette gaine est également compatible en terme de dimension avec la plupart des composants fibrés, et permet alors d'être soudée. Notons cependant, qu'il n'est pas aisé de souder des fibres microstructurées. Là encore dû à la complexité de l'architecture de la fibre, la production de ce type de fibre est généralement compliquée et onéreuse.

7.2.2 Choix d'un système d'amplification du type MOPA

Une cavité laser typique, de longueur un mètre par exemple, offre en général une efficacité supérieure, ainsi qu'une meilleure qualité spatiale [BOULLET et collab. \[2008\]](#) [MATNIYAZ et collab. \[2019\]](#). Cependant, la configuration laser admet généralement un bruit d'intensité temporelle assez important, dû notamment au phénomène de saut de mode optique ([mode hopping](#)), qu'il est difficile d'éliminer sur des tailles importantes de cavités fibrées (cf. section 4.3). Ainsi, la réduction du bruit en configuration laser nécessite d'insérer un filtre très étroit à l'intérieur de la cavité laser, de bande passante optique souvent inférieure au picomètre. Celui-ci permet alors de fixer la longueur d'onde centrale et de limiter le [mode hopping](#). Néanmoins, les filtres ne tiennent pas, en terme d'endommagement, les fortes puissances moyennes. De plus, l'insertion d'un filtre à l'intérieur de la cavité rend la versatilité du système en longueur d'onde contraignante. En effet, afin de faire varier la longueur d'onde autour de 976 nm, par exemple à 977 nm, il est nécessaire dans chaque situation d'introduire un filtre très étroit centré à la longueur d'onde désirée, et de réaligner la cavité. La configuration MOPA, quant à elle, permet une flexibilité sur le choix de la longueur d'onde à amplifier. Il est en effet possible de choisir d'amplifier des signaux lasers très étroits qui ne possèdent que quelques modes optiques. De plus, la longueur d'onde centrale peut être choisie dans la bande passante d'amplification du système, à savoir, entre 975 et 980 nm. Ces dernières caractéristiques peuvent notamment s'avérer nécessaires pour le pompage hautes brillances [SÉVILLANO et collab. \[2014\]](#), ou la conversion de fréquence sur bande optique étroite.

Dans la suite de ce chapitre, je rapporte les performances obtenues dans le cadre du développement d'un système d'amplification du type [MOPA](#), celui-ci intégrant une fibre novatrice du type [LMA](#) flexible, ayant un cœur de 35 µm et une gaine de 125 µm. Cette fibre n'admet pas de photodarkening ([photodarkening](#)) et ses paramètres optogéométriques sont optimisés pour amplifier/osciller autour de 976 nm. Cette fibre a été réalisée par un partenaire du laboratoire CELIA, l'Institut National d'Optique (INO) à Québec. On reviendra sur les performances de cette fibre dans la suite. Les résultats présentés dans ce manuscrit ont fait l'objet d'une publication scientifique qui rapporte la réalisation du système le plus puissant jamais réalisé en configuration du type [MOPA](#) monolithique entièrement fibré [VALERO et collab. \[2020\]](#). On montre notamment l'amplification d'un signal à 976 nm jusqu'à 39 W de puissance moyenne avec un excellent contraste spectral.

7.3 Réalisation d'un système fibré d'amplification laser à 976 nm

7.3.1 Paramètres optogéométriques de la fibre amplificatrice

La fibre optique amplificatrice intégrée dans cette réalisation a été produite par le centre technologique INO (Institut National d'Optique) à Québec, dans le cadre d'une collaboration avec le laboratoire CELIA ainsi que Aquitaine Science Transfert (AST). Le but est de développer une fibre flexible [LMA](#) dont :

- les paramètres optogéométriques sont optimisés pour atteindre la transparence à 976 nm, et amplifier à cette longueur d'onde sur une longue durée de vie;
 - l'architecture soit reproductible et permette une industrialisation;
 - la fibre ait des dimensions compatibles avec les composants commerciaux fibrés soudables.
- Le résultat de ce développement est la fibre présentée en Fig.7.2

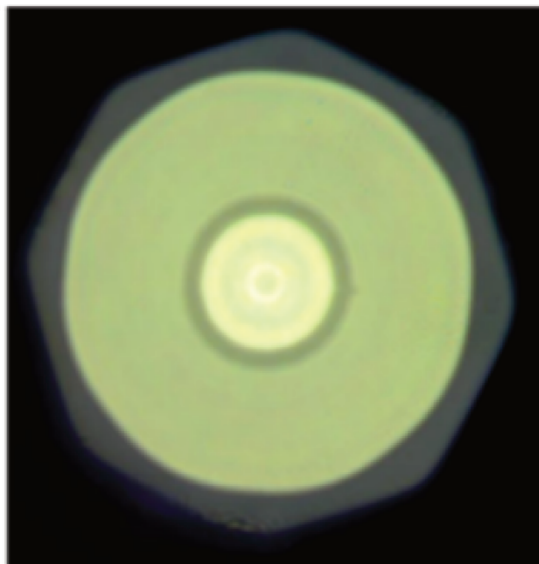


FIGURE 7.2 – Image microscope d'une coupe transverse de la fibre amplificatrice fabriquée par INO.

Cette fibre est une fibre optique à large aire modale (LMA) qui intègre une double gaine de forme extérieure octogonale. Le cœur fait un diamètre de 35 μm pour un diamètre de mode (MFD) évalué à 29 μm par le constructeur. La gaine a une absorption de 5,1 dB/m à 915 nm. On reporte également en Fig.7.3 le profil de l'indice de réfraction de la fibre développée par INO.

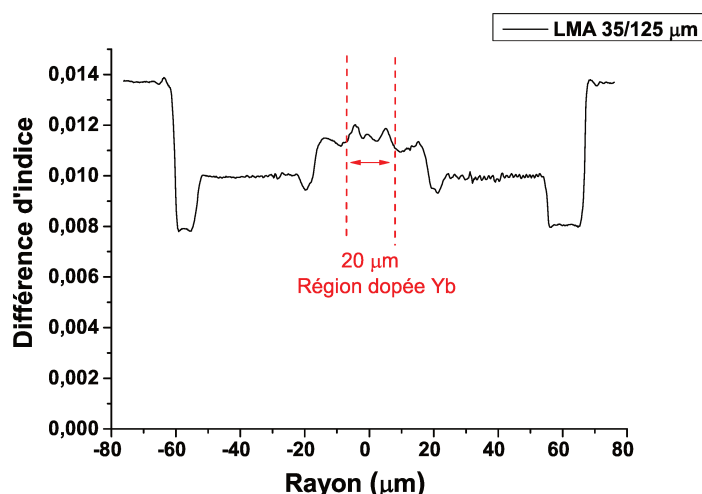


FIGURE 7.3 – Profil de l'indice de réfraction de la fibre amplificatrice développée par INO.

La préforme utilisée pour la production de cette fibre a été fabriquée à l'aide de la méthode MCVD⁴. Le processus de dopage en solution, quant à lui, est basé sur un dopage ytterbium de la matrice de verre phospho-alumino-silicate (P-Al-Si). Les ouvertures numériques (ON) respectives

4. La technique MCVD est, utilisée pour la fabrication de préforme, est une des techniques de fabrication standard des fibres optiques en silice. Elle permet de fabriquer une grande variété de préformes.

de la gaine et du coeur de la fibre active sont de 0,47 et 0,07. Dans ce cas, le rapport de surface β entre la gaine et le coeur est de 18,6. Le premier anneau, en partant de l'extérieur Fig.7.2, est le guide de pompe. Il est constitué de silice dopée à l'oxyde de Germanium (GeO_2). L'ouverture numérique est donnée par le polymère bas indice déposé sur la couche externe de silice pure de la fibre. Le coeur de la fibre se compose de silice dopée et d'un anneau passif extérieur ayant la même ouverture numérique que la région active. Cet "anneau passif" est conçu pour améliorer le recouvrement du gain avec le mode fondamental de coeur (LP_{01}). De plus, on remarque également que la fibre présente une gaine supplémentaire, qualifiée de gaine de "dépression". Elle consiste en une région autour du coeur ayant un indice de réfraction plus bas que la gaine optique. Le but de ce revêtement est d'augmenter les pertes différentielles par courbure sur les modes d'ordres supérieurs (HOM) par rapport au mode fondamental de coeur ROY et collab. [2017]. La fibre peut être enroulée/courbée, sans perte significative de guidage dans le coeur, jusqu'à un diamètre de 15 cm.

7.3.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est représenté en Fig.7.4.

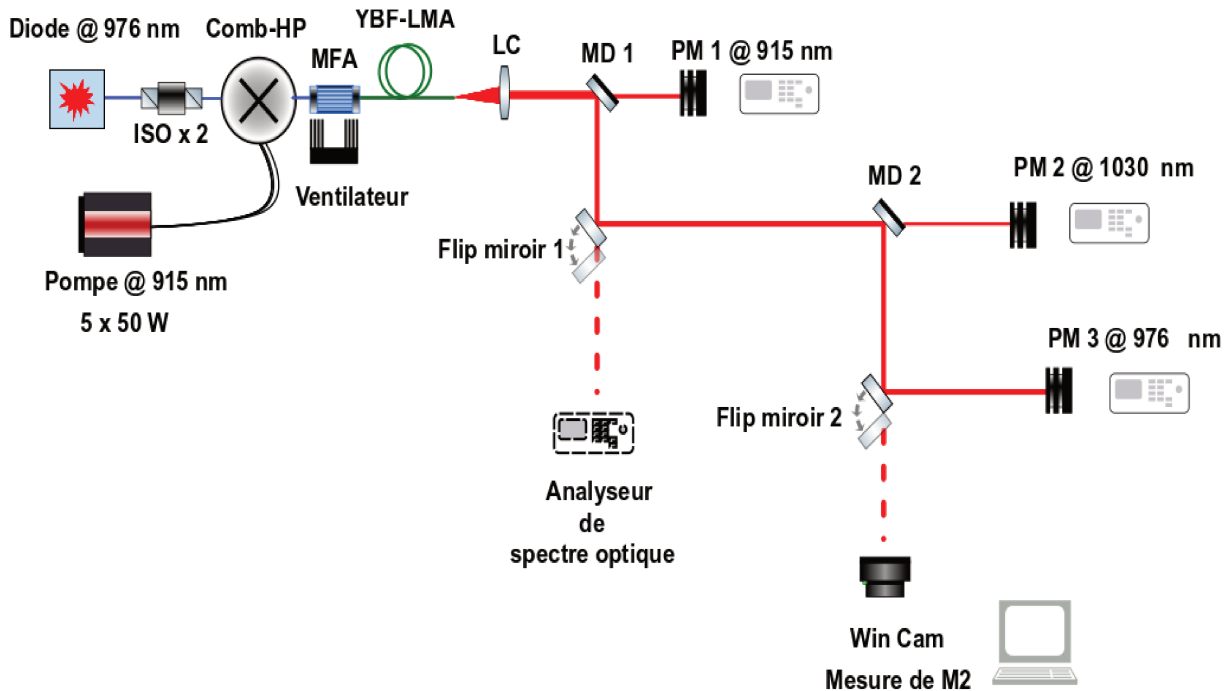


FIGURE 7.4 – Représentation schématique du système d'amplification fibré Ytterbium monolithique du type MOPA. MD : miroir dichroïque; LC : lentille convergente; PM : puissance mètre; ISO : isolateur de Faraday fibré; Comb-HP : Combineur fibré haute puissance; MFA : soudure spéciale permettant d'adapter le mode spatial du combineur par rapport à la fibre amplificatrice.

Le système représenté en Fig.7.4 est un système d'amplification du type MOPA entièrement fibré. Il intègre 48 cm de fibre active. La longueur de fibre active a été optimisée par "cut-back"⁵ lors d'expérimentations antérieures à ces travaux de thèse, afin de favoriser l'amplification à 976 nm par rapport à celle à 1030 nm. La fibre amplificatrice est soudée à un combineur de pompe fibré haute puissance (6+1) vers 1, avec une puissance maximum par voie de 50 W. La fibre du combineur de pompe est une fibre LMA passive du type 10/125 μm double gaine, dont la soudure est compatible avec la fibre active. La soudure entre la fibre active et le combineur est une soudure

5. La méthode de cut-back consiste à raccourcir successivement la longueur d'un tronçon donné jusqu'à l'obtention du meilleur contraste entre le signal à 976 nm et 1030 nm. Ce test est destructif. Notons cependant que l'optimum en contraste peut varier selon l'efficacité d'amplification, i.e. selon le taux de pompage optique et la puissance du signal injecté.

à adaptation de mode spatial du type MFA HOFMANN et collab. [2012]. Cette soudure a été réalisée par la société "Azurlight Systems" et permet une adaptation du mode spatial à la sortie du combineur, 10 μm de diamètre de coeur, par rapport à la fibre amplificatrice de 35 μm de diamètre de coeur⁶. Notons que la soudure est également refroidie par un ventilateur tout le long de la montée en puissance, et surveillée en température à l'aide d'une caméra thermique. Nous possédons cinq diodes pompes de 50 W. En raison de la compatibilité parfaite de la gaine du combineur de pompe et de la fibre active, 125 μm de diamètre de gaine au niveau des deux composants, on estime le taux de couplage supérieur à 90 %. La puissance de pompe optique disponible dans cette expérience est de 214 W⁷. L'injecteur utilisé dans le système MOPA est une diode semi-conductrice (type "butterfly") monomode spatiale et qui comporte seulement quelques modes longitudinaux (inférieur à 10). Le signal émis par cette diode est centré à 975,5 nm et on note une largeur spectrale de 150 pm (courbe noire en Fig.4.24a). La puissance émise par cette diode est de 250 mW. Notons que deux isolateurs fibrés et optimisés pour une protection à 980 nm, protègent l'injecteur des retours de lumière cohérente pouvant provenir de l'étage d'amplification. A ce propos, pour limiter les potentielles réflexions de lumière et les effets lasers parasites, on "cleave" la face de sortie de la fibre amplificatrice avec un angle supérieur à 8°. Tous les composants sont fibrés entre eux et le système d'amplification est monolithique.

Chaîne de caractérisation

A la sortie du système toutes les caractérisations se font en espace libre. Ainsi, afin d'analyser le signal amplifié à 976 nm et la potentielle génération d'ASE à 1030 nm (non désiré). La chaîne de caractérisation consiste tout d'abord à éliminer la pompe résiduelle à 915 nm à l'aide d'un miroir dichroïque (MD 1 sur la Fig.7.4). Ensuite, le premier miroir "flip flop" donne la possibilité d'analyser le signal de sortie à l'analyseur de spectre optique (Yokogawa, [400 - 1700] nm, 30 pm de résolution), ou de séparer les signaux à 976 nm et 1030 nm à l'aide du second miroir dichroïque (MD 2 sur la Fig.7.4). Ainsi, les signaux à 915 nm, 1030 nm et 976 nm, sont mesurés en terme de puissance moyenne de façon individuelle. De plus, concernant le signal à 976 nm, on rajoute également un deuxième miroir "flip flop" pour analyser spatialement le signal : images en champ lointain à l'aide d'une caméra (Win Cam Fig.7.4), analyse de la qualité modale à l'aide d'un mesureur de M^2 commercial (Thorlabs Beam, Version 7.04131.235) et possédant la norme ISO 11446 (Mesure de M^2 en Fig.7.4).

7.3.3 Analyse du système

En avant propos de la présentation des performances du système d'amplification qui suivent, il convient de préciser les types de signaux ainsi que les longueurs d'onde de ces signaux, qui peuvent potentiellement être émis à la sortie de la fibre amplificatrice :

1. Signal de la diode à 975,5 nm (injecteur) amplifié autour de 976 nm => phénomène recherché.
2. Génération d'ASE à 1030 nm dans la fibre amplificatrice => l'optimisation par "cut-back" permet de limiter ce phénomène.
3. Signal laser à 976 nm => une réflexion à la sortie de la fibre peut entraîner un effet laser à 976 nm in désiré à l'intérieur de la fibre amplificatrice ("cleave" avec angle > 8°).
4. Signal laser à 1030 nm => une réflexion à la sortie de la fibre peut entraîner un effet laser à 1030 nm non désiré à l'intérieur de la fibre amplificatrice ("cleave" avec angle > 8°).

6. "Azurlight Systems" a été partenaire du laboratoire CELIA pour cette manipulation en lien avec leur activité de développement de sources à 976 nm. <https://azurlight-systems.com/>

7. Avec un taux de couplage supérieur à 90 %, on devrait atteindre en théorie au moins 225 W de puissance moyenne de pompe. Cependant, on est limité par l'alimentation en tension disponible dans cette expérience. Ainsi, on atteint pas tout à fait la puissance moyenne maximale d'émission au niveau des cinq diodes laser de pompe optique.

Notons qu'à un très haut niveau de pompage optique, la génération et l'amplification trop importante de tout autre signal que celui désiré à 975,5 nm, peuvent entraîner des endommagements irréversibles sur l'ensemble des composants optiques fibrés qui composent le système d'amplification.

Puissance moyenne en sortie

En fig.7.5a, je rapporte les puissances obtenues pour les radiations à 976 nm et 1030 nm en fonction de la puissance de pompe optique à 915 nm. Le seuil d'amplification à 976 nm est atteint pour 9 W de pompe à 915 nm. Ainsi, avec une puissance de pompe disponible de 214 W dans cette expérience, le système MOPA produit un signal continu étroit, centré à 975,7 nm et de largeur à mi-hauteur égale à 250 pm (cf.courbe verte en Fig.4.24a), dont la puissance moyenne maximum mesurée est de 39 W. La régression linéaire de la courbe de points noirs permet d'annoncer une efficacité de 19 %. Quant à l'émission d'ASE à 1030 nm, elle atteint une puissance moyenne maximale de 97 mW.

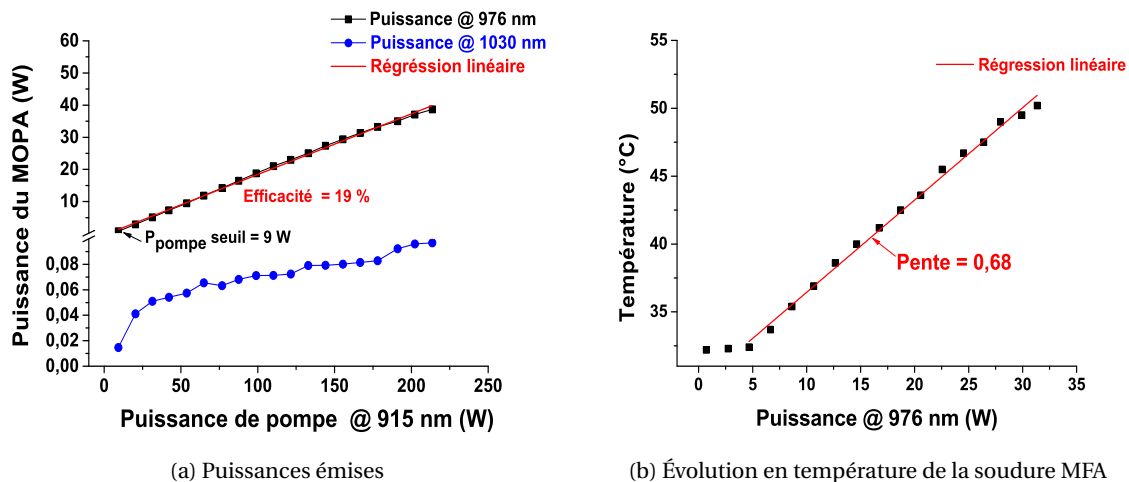


FIGURE 7.5 – (a) - Puissance des radiations à 976 nm et 1030 nm à la sortie du système du type MOPA. Points noirs : signal amplifié @ 976 nm. Points bleus : ASE @ 1030 nm. Ligne rouge : régression linéaire. (b) - Évolution de la température de la soudure du type MFA en fonction de la montée en puissance @ 976 nm. On note une évolution de 0,68 °C/W.

Notons également que lors de la montée en puissance nous avons observé un échauffement thermique de la soudure du type MFA. On relève une augmentation acceptable de 0,68 °C par watt sur la Fig.7.5b, et on constate également que la montée en température est linéaire. Cette courbe peut donc nous permettre de prédire la température de la soudure pour des futurs développements intégrant cette fibre optique.

Contraste entre les radiations émises

L'excellent contraste entre les radiations à 976 nm et 1030 nm est représenté sur la Fig.7.6 .

La figure 7.6a et la courbe rouge en Fig.7.6b montrent que le contraste pic à pic entre l'amplification à 976 nm et l'ASE à 1030 nm augmente au fur et à mesure que la puissance de pompe optique augmente. Ce contraste va de 40 dB pour la puissance de pompe au seuil, jusqu'à 50 dB pour la puissance maximale de la pompe (214W). On peut anticiper une nouvelle amélioration du contraste à mesure que la puissance de la pompe va augmenter. Sur la Fig.7.6b, la courbe noire représente le contraste à partir de l'intégration de la puissance sous les pics obtenus par l'analyseur de spectre optique, et cela pour différentes puissances moyennes de sortie à 976 nm. Cette figure informe donc sur l'intensité de chaque composante spectrale. Dans ce cas une amélioration du contraste est également observée. On note une évolution du contraste allant de 29 dB jusqu'à 34 dB, pour la puissance maximale de la pompe.

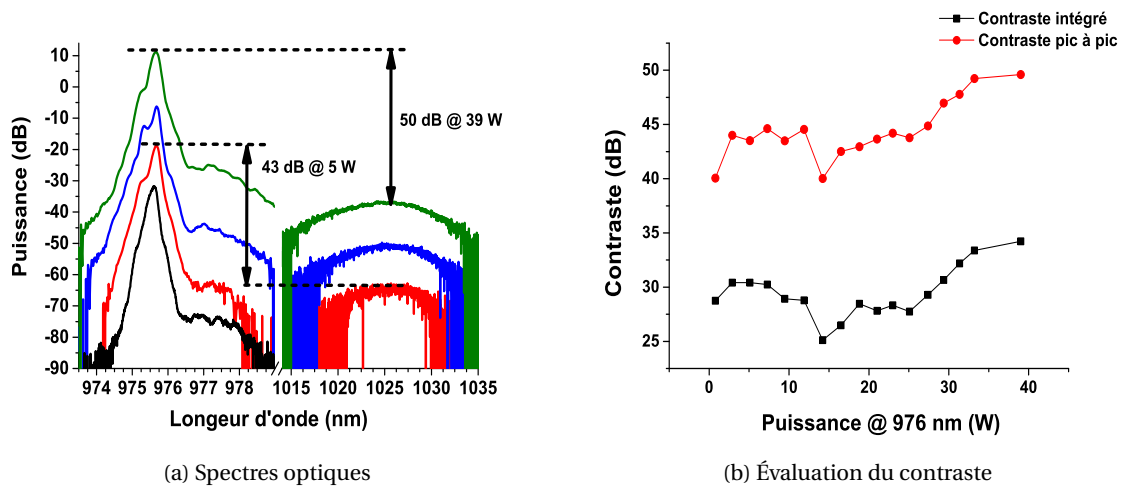


FIGURE 7.6 – (a) - Spectres de haute résolution des signaux émis à la sortie du système type MOPA. Spectres en dB pour différentes puissances moyennes @ 975,7 nm. Courbe noire : spectre de l'injecteur @ 975,5 nm. (b) - Évaluation du contraste pic à pic (courbe rouge) et du contraste intégré sous les pics (courbe noire).

Photonoircissement

Le phénomène de photonoircissement (*photodarkening*) MANEK-HÖNNINGER et collab. [2007] augmente de manière très significative avec l'augmentation de l'inversion de population dans les fibres optiques du type LMA dopées aux ions Ytterbium. Ainsi, notre système absorbant et émettant sur la raie zéro-phonon de l'Ytterbium (cf. Fig. 3.20 en section 3.4) avec au moins 50 % d'inversion de population, il est possible que la durée de vie de la matrice de la fibre active soit diminuée. Afin, d'atténuer ce phénomène et donc de rallonger la durée de vie de la fibre, le cœur de la fibre est composé de verre de silice co-dopé phosphore / aluminium. En effet, le rapport de concentration de codopant (P205 = Al₂O₃) a été ajusté par l'institut "INO" afin d'augmenter la résistance à long terme du cœur de la fibre active face au photonoircissement ROY et collab. [2017] LIKHACHEV et collab. [2011].

Dans ce contexte, nous avons cherché à observer un effet de photonoircissement à travers une mesure de puissance sur une période de plusieurs heures. Je rapporte cette étude en Fig. 7.7.

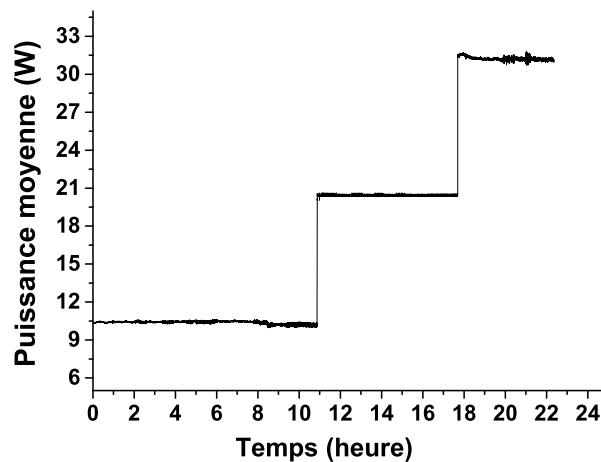


FIGURE 7.7 – Acquisition longue durée en puissance pour différentes puissances moyennes de sortie : 12 heures @ 10W, 7 heures @ 20 W, 5 heures @ 31 W.

La figure 7.7 présente une acquisition de puissance sur 24 heures. Le photonoircissement étant théoriquement croissant avec l'augmentation de l'inversion de population, dans cette expérience

je fait également varier la puissance moyenne à des niveaux croissants : 12 heures à 10 W , 7 heures à 22 W , et 5 heures à 31 W. En observant cette figure on ne constate pas de décroissance des performances d'amplification. On estime les fluctuations inférieures à 2% après le passage à 31 W. De plus, ces fluctuations sont fortement corrélées avec des fluctuations observées sur la même période à 915 nm. L'absence de photonoircissement est également confirmé par le fonctionnement quotidien de la même fibre jusqu'à 35 W de puissance de sortie pendant plusieurs semaines, sans perte notable de performances.

Qualité spatiale du faisceau

La fibre amplificatrice intégrée dans ce système d'amplification peut guider en théorie plusieurs modes spatiaux, et n'est donc pas strictement monomode. Cependant, comme beaucoup de fibres LMA amplificatrice du même type, cette fibre peut être qualifiée de monomode par courbure. C'est à dire qu'en courbant la fibre optique, les modes d'ordre supérieur (HOM) peuvent fuir le coeur (en terme de réflexions) et ne plus être guidés dans celui-ci. Ainsi, dans le système développé j'ai légèrement courbé la fibre amplificatrice afin de privilégier la propagation, et donc l'amplification, du mode fondamental de coeur. En fig.7.8 je rapporte tout d'abord des acquisitions du mode spatial obtenu en champ lointain pour différentes puissances moyennes à la sortie de la fibre amplificatrice. Sur cette figure on reporte également le profil transverse du mode fondamental de coeur.

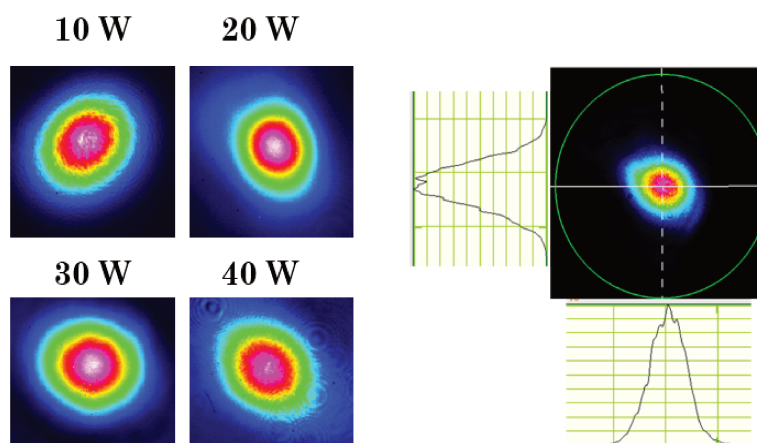


FIGURE 7.8 – Évolution du mode spatial émis à 976 nm en fonction de l'évolution en puissance du système d'amplification.

En champ lointain on observe la propagation et l'amplification privilégiée du mode fondamental de coeur. Le profil transverse Gaussien également reporté sur figure confirme cette observation. En effet, malgré une légère ovalisation du mode fondamental, qui provient de la forme du coeur selon le constructeur, le faisceau admet une forme cylindrique qui ne se dégrade pas avec la montée en puissance.

Dans le sens de ces observations, j'ai également cherché à vérifier la qualité modale du faisceau de sortie à l'aide d'une mesure de M^2 (3.3.4). On rappelle que plus ce coefficient est proche de 1, à la fois sur les axes X et Y, plus on peut considérer que notre faisceau laser est monomode spatiale⁸

Je montre en figure 7.9 une mesure de M^2 réalisé à 12 W (cf.Fig. 7.9a). Sur cette figure, je rapporte également l'évolution du M^2 de 0.5 W à 12W (cf.Fig.7.9b). On constate que le facteur de qualité M^2 s'améliore avec la montée en puissance. En effet, le M^2 évolue de 1,7 à 0.5 W, à 1,24 à 12

8. En toute rigueur, pour affirmer la monomodalité spatiale d'un faisceau laser à partir d'une fibre multimodes, il faut utiliser la technique dite de " S^2 " décrite dans le manuscrit de CALVET [2014]. Cette technique permet notamment de donner le poids des HOM, en terme de contraste, par rapport à la propagation du mode fondamental de coeur.

W. On attribue à cette amélioration du M^2 au filtrage spatial par le gain. Ce filtrage conduit notamment à une amplification préférentielle du mode fondamental de coeur se propageant au centre de la fibre, par rapport aux premiers modes d'ordre supérieur (HOM), qui eux sont plus proches de la gaine.

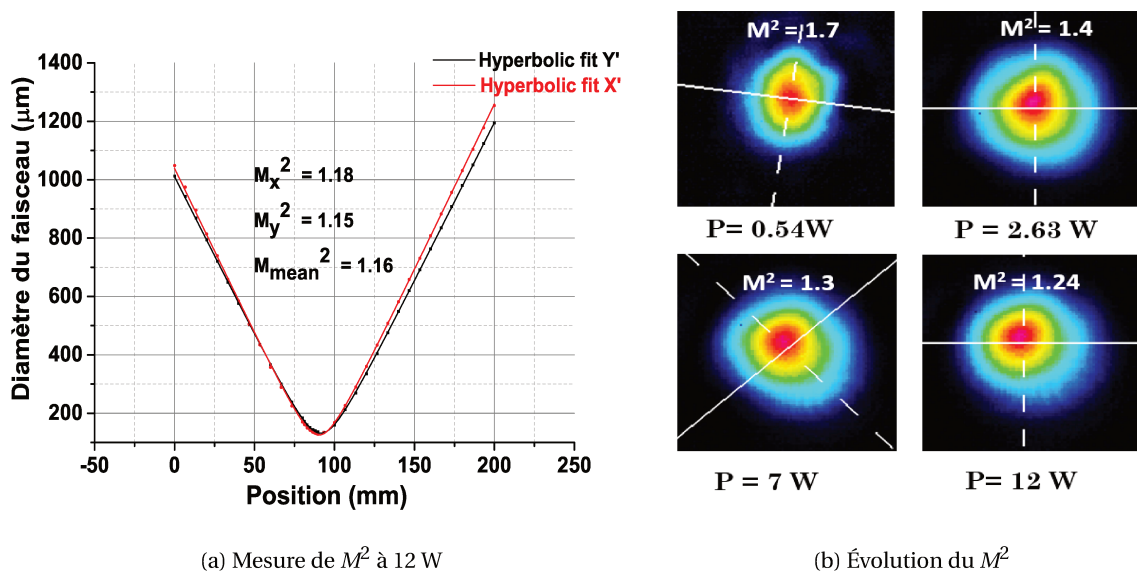


FIGURE 7.9 – (a) - Mesure de M^2 du faisceau à 4σ du diamètre (norme ISO 11446, Thorlabs Beam, Version 7.04131.235) du faisceau, pour une émission de 12 W de puissance moyenne à 976 nm. Mesure faite sur l'axe X (points rouges) et Y (points noirs). (b) - Évolution du M^2 avec la puissance. $M^2 @ 0.54\text{ W} = 1,7$ - $M^2 @ 2,63\text{ W} = 1,4$ - $M^2 @ 7\text{ W} = 1,3$ - $M^2 @ 12\text{ W} = 1,24$.

Pour conclure sur cette mesure, précisons que au delà de 15 W, nous avons eu du mal à donner du sens à nos mesures de M^2 . En effet, pour un problème dont nous n'avons pas encore la réponse exacte, à partir de 20 W on observe en champ proche, et seulement d'un coté du plan focal, une forme de faisceau dite de "doughnut" **GANIC et collab. [2003]**. On représente la forme enregistrée en Fig.7.10. Dans notre expérience on pense que les origines de cette forme peuvent provenir des raisons suivantes :

1. La thermique qui augmente avec la montée en puissance au sein de la fibre optique peut changer localement l'indice de réfraction, et par suite favoriser la propagation de modes d'ordre supérieur, dont le résultat visuel pourrait être cette forme de mode spatial.
2. Les optiques utilisées dans le cadre de l'analyse du faisceau ne sont pas faites pour dépasser quelques watts en toute rigueur. Ainsi les optiques pourraient également générer des aberrations chromatiques qui visuellement ressembleraient à cela;
3. La face de sortie de la fibre peut également se dégrader avec la montée en puissance et donner en champ proche cette impression visuelle.

On comprend que la première étape de recherche de l'origine de ce phénomène, qui est lié à la physique d'amplification ou seulement visuel, est d'utiliser des optiques adaptées à la haute puissance.

Polarisation du faisceau

La fibre active n'inclut aucune caractéristique particulière de maintien de la polarisation. En effet, les particularités optogéométriques qui permettent à la fibre d'émettre autour de 976 nm, laisse peu de place pour ajouter des barreaux de contraintes de taille suffisamment importante pour induire une biréfringence (birefringence) importante dans le coeur de la fibre Néanmoins, j'ai mesuré une dépolarisation de 10 % du signal à la sortie de la fibre active. On évalue donc que le signal à la sortie est à 90 % dans un état linéaire. J'ai effectué cette mesure à l'aide d'un analyseur

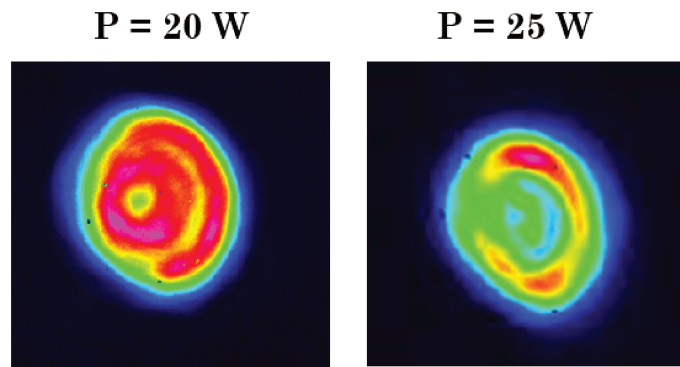


FIGURE 7.10 – Forme de faisceau, dite de "doughnut", enregistrée à 20 W et 25 W de puissance moyenne à 976 nm. Images enregistrées en champ proche.

de polarisation (cf. Fig. 3.16 en section 3.3.5) simple, comprenant une lame quart d'onde plaque, une lame demi onde et un cube polariseur. Cette constatation peut s'expliquer par la longueur relativement courte de la fibre active (48 cm) utilisée, et le fait que tous les composants (diode, isolateurs, combineur) sont des composants ayant la propriété physique de maintien de la polarisation.

7.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre j'ai présenté la réalisation d'un système d'amplification fibré monolithique optimisé pour la génération de fortes puissances moyennes, en régime continu, autour de 976 nm. Ce système du type MOPA intègre une fibre optique active de type LMA spécialement conçue pour la génération de fortes puissances lasers, autour de la ligne zéro-phonon de l'Ytterbium à 976 nm, et qui dispose d'une matrice peu sensible au phénomène de photonoircissement. Le système est alors capable d'émettre 39 W avec une efficacité de 19 % (efficacité typique des systèmes de type MOPA émettant à 976 nm avec des fibres souples) et un contraste spectral supérieur à 50 dB par rapport à la radiation ASE émise à 1030 nm. Cette performance est le record actuel pour un tel système. On estime également que la polarisation à la sortie du système est linéaire à 90 %. S'agissant de la qualité modale du faisceau, les images en champ lointain et les mesures de M^2 jusqu'à 12 W, montrent qu'en courbant la fibre, on est capable de privilégier l'amplification du mode fondamental de coeur au détriment des modes d'ordre supérieur. Des tests supplémentaires sont néanmoins nécessaires afin d'affirmer que le système réalisé est capable d'émettre en limite de diffraction.

Plusieurs perspectives de manipulations utilisant ce système peuvent être envisagées. On suppose tout d'abord que l'efficacité pourrait être améliorée en augmentant la puissance du signal injecté (ajout de pré-amplificateurs fibrés). Dans ce sens, il est également possible d'étudier l'accordabilité autour de 976 nm en changeant légèrement la longueur d'onde de l'injecteur autour de 976 nm. De plus, pour le moment nous n'avons pas observé un échauffement thermique de la soudure qui limiterait la puissance de pompe optique à 915 nm. Ainsi, on peut également imaginer augmenter la puissance de pompage optique, afin d'augmenter la puissance de sortie à 976 nm, malgré l'efficacité limitée intrinsèque à l'architecture du système développé.

7.5 Références

- ALESHKINA, S. S., M. E. LIKHACHEV, D. S. LIPATOV, O. I. MEDVEDKOV, K. K. BOBKOV, M. M. BUBNOV et A. N. GURYANOV. 2016, «5.5 W monolithic single-mode fiber laser and amplifier operating near 976 nm», *Fiber Lasers XIII : Technology, Systems, and Applications*, vol. 9728, n° March, doi :10.1117/12.2209610, p. 97 281C. 179
- ARMITAGE, J. R., R. WYATT, B. J. AINSLIE et S. P. CRAIG-RYAN. 1989, «Efficient 980-nm Operation of a Yb³⁺-Doped Silica Fiber Laser», dans *Advanced Solid State Lasers*, Optical Society of America, p. JJ2, doi :10.1364/ASSL.1989.JJ2. URL <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ASSL-1989-JJ2>. 178
- BOULLET, J., Y. ZAOUTER, R. DESMARCHELIER, M. CAZAUX, J. SABY, R. BELLO-DOUA et E. CORMIER. 2008, «Level Photonic Crystal Fiber Laser», *Society*, vol. 16, n° 22, p. 17 891–17 902. 178, 179, 180
- C. BARTOLACCI, M. LAROCHE, H. GILLES, S. GIRARD, T. ROBIN et B. CADIER. 2011, «No Title All-fiber Yb-doped CW and pulsed laser sources operating near 980 nm», *Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest*, vol. paper ATuB. 178
- CALVET, P. 2014, *Mise en forme spatiale dans une fibre optique microstructurée pour la réalisation d'amplificateurs lasers tout fibrés pour les pilotes des lasers de puissance*, thèse de doctorat. URL <http://www.theses.fr/2014LIL10113/document>. 186
- DUBRASQUET, R. 2014, *Etude et développement de sources laser à fibre dopées Ytterbium émettant à des longueurs d'ondes exotiques pour des applications industrielles et médicales*, thèse de doctorat. URL <http://www.theses.fr/2014BORD0415/document>. 178
- DUBRASQUET, R., J. BOULLET, S. LUGAN, G. MERY, M. CASTAING, N. TRAYNOR et E. CORMIER. 2013, «Single frequency, ultra-low noise, CW, 4W 488nm fiber laser», dans *Fiber Lasers X : Technology, Systems, and Applications*, vol. 8601, édité par S. T. Hendow, International Society for Optics and Photonics, SPIE, p. 100–106, doi :10.1117/12.2006019. URL <https://doi.org/10.1117/12.2006019>. 178
- FIBER, D. 2020, «Efficient single-mode 976 nm amplifier based on a 45 micron outer diameter Yb-doped fiber», vol. 45, n° 15, p. 4292–4295. 179
- GANIC, D., X. GAN et M. GU. 2003, «Focusing of doughnut laser beams by a high numerical-aperture objective in free space», *Optics Express*, vol. 11, n° 21, doi :10.1364/oe.11.002747, p. 2747, ISSN 1094-4087. 187
- HANNA, D. C., R. M. PERCIVAL, I. R. PERRY, R. G. SMART, P. J. SUNI et A. C. TROPPER. 1989, «Continuous-Wave Tunable and Superfluorescent Operation of a Monomode Ytterbium-Doped Fiber Laser», dans *Advanced Solid State Lasers*, Optical Society of America, p. JJ1, doi :10.1364/ASSL.1989.JJ1. URL <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ASSL-1989-JJ1>. 178
- HOFMANN, P., A. MAFI, C. JOLLIVET, T. TIESS, N. PEYGHAMBARIAN et A. SCHÜLZGEN. 2012, «Detailed investigation of mode-field adapters utilizing multimode-interference in graded index fibers», *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, n° 14, doi :10.1109/JLT.2012.2196406, p. 2289–2297, ISSN 07338724. 183
- LIKHACHEV, M. E., S. S. ALESHKINA, A. V. SHUBIN, M. M. BUBNOV, E. M. DIANOV, D. S. LIPATOV et A. N. GURYANOV. 2011, «Large-mode-area highly yb-doped photodarkening-free al₂o₃-p₂o₅-sio₂-based fiber», *CLEO Europe and EQEC 2011 Conference Digest*, p. CJ P24. URL http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO_Europe-2011-CJ_P24. 185

- MANEK-HÖNNINGER, I., J. BOULLET, T. CARDINAL, F. GUILLEN, S. ERMENEUX, M. PODGORSKI, R. B. DOUA et F. SALIN. 2007, «Photodarkening and photobleaching of an ytterbium-doped silica double-clad LMA fiber», *Opt. Express*, vol. 15, n° 4, doi :10.1364/OE.15.001606, p. 1606–1611. URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-15-4-1606>. 185
- MATNIYAZ, T., W. LI, M. KALICHEVSKY-DONG, T. W. HAWKINS, J. PARSONS, G. GU et L. DONG. 2019, «Highly efficient cladding-pumped single-mode three-level Yb all-solid photonic bandgap fiber lasers», *Optics Letters*, vol. 44, n° 4, doi :10.1364/ol.44.000807, p. 807, ISSN 0146-9592. 179, 180
- RÖSER, F., C. JAUREGUI, J. LIMPET et A. TÜNNERMANN. 2008, «94 W 980 nm high brightness Yb-doped fiber laser», vol. 16, n° 22, p. 17 310–17 318. 178
- ROY, V., C. PARÉ, B. LABRANCHE, P. LAPERLE, L. DESBIENS, M. BOIVIN et Y. TAILLON. 2017, «Yb-doped large mode area tapered fiber with depressed cladding and dopant confinement», dans *Fiber Lasers XIV : Technology and Systems*, vol. 10083, édité par C. A. Robin et I. Hartl, International Society for Optics and Photonics, SPIE, p. 202–207, doi :10.1117/12.2250864. URL <https://doi.org/10.1117/12.2250864>. 182, 185
- SELVAS, R., J. K. SAHU, L. B. FU, J. N. JANG, J. NILSSON et A. B. GRUDININ. 2003, «three-level fiber sources at 980 nm», vol. 28, n° 13, p. 1093–1095. 178
- SÉVILLANO, P., P. GEORGES, F. DRUON, D. DESCAMPS et E. CORMIER. 2014, «32-fs Kerr-lens mode-locked Yb :CaGdAlO₄ oscillator optically pumped by a bright fiber laser», *Optics Letters*, vol. 39, n° 20, doi :10.1364/ol.39.006001, p. 6001, ISSN 0146-9592. 178, 180
- VALERO, N., C. FERAL, J. LHERMITE, S. PETIT, R. ROYON, Y.-V. BARDIN, J. BOULLET, A. PROULX, Y. TAILLON et E. CORMIER. 2019, «W diffraction limited monolithic ytterbium doped fiber laser system operating at 976 nm in the continuous wave regime», dans *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference*, Optical Society of America, p. cj_13_4. URL <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO{ }Europe-2019-cj{ }13{ }4>. 178
- VALERO, N., C. FERAL, J. LHERMITE, S. PETIT, R. ROYON, Y.-V. BARDIN, M. GOEPPNER, C. DIX-NEUF, G. GUIRAUD, A. PROULX, Y. TAILLON et E. CORMIER. 2020, «39 W narrow spectral line-width monolithic ytterbium-doped fiber MOPA system operating at 976 nm», *Opt. Lett.*, vol. 45, n° 6, doi :10.1364/OL.380713, p. 1495–1498. URL <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-45-6-1495>. 178, 180
- WANG, R., Y. LIU, J. CAO, S. GUO, L. SI et J. CHEN. 2013, «Experimental study on the all-fiberized continuous-wave ytterbium-doped laser operating near 980 nm», *Applied Optics*, vol. 52, n° 24, doi :10.1364/AO.52.005920, p. 5920–5924, ISSN 15394522. 178
- YLÄ-JARKKO, K., R. SELVAS et D. SON. 2003, «A 3.5 W 977 nm cladding-pumped jacketed air-clad ytterbium-doped fiber laser Cited by me», URL [/citations?view_op=view_citation&continue=/scholar%3Fhl%3Den%26start%3D90%26as_sdt%3D0%26scilib%3D1&citilm=1&citation_for_view=685IcIUAAAAJ:Y0wf2qJgpHMC&hl=en&oi=p](https://scholar.google.com/citations?view_op=view_citation&continue=/scholar%3Fhl%3Den%26start%3D90%26as_sdt%3D0%26scilib%3D1&citilm=1&citation_for_view=685IcIUAAAAJ:Y0wf2qJgpHMC&hl=en&oi=p). 179

Chapitre 8

Conclusion générale et perspectives

*« Our lives are defined by
opportunities, even the ones we
miss. »*

F. Scott Fitzgerald

Sommaire

8.1 Références	195
---------------------------------	------------

Un aspect initial de mes travaux de thèse, défini par le projet PARACETAMOL (cf. section 1.1.1), était la génération d'impulsions intenses dans le domaine du visible, pour une application thérapeutique de détatouage. Ainsi, toute ma démarche de thèse s'est construite autour de cette idée et de la recherche d'une pompe optique adaptée à la génération de mélange à quatre ondes au sein de fibres optiques hautement non-linéaires. Dans ce sens, le laboratoire CELIA a fait l'acquisition d'un prototype d'amplification laser¹ et de fibres optiques microstructurées. En regard du transfert d'accordabilité du domaine infrarouge vers le domaine visible, le système de pompe recherché doit :

1. Émettre dans un régime d'impulsions picosecondes : effet photoacoustique recherché.
2. Permettre la génération de phénomènes non-linéaires optiques efficaces : forte intensité .
3. Être accordable en longueur d'onde sur le domaine de l'Ytterbium : de 1020 à 1050 nm.
4. Émettre un train d'impulsions stables en énergie.

Par conséquent, ma démarche scientifique a été d'étudier de manière méthodologique et critique, tous les aspects de physique et d'ingénierie mis en jeu afin de respecter les jalons évoqués plus haut. Cette démarche m'a d'une part permis de répondre au cahier des charges du travail attendu au sein du projet PARACETAMOL. D'autre part, elle a menée aux développements de systèmes laser exotiques, dont l'étude de la cohérence temporelle a ouvert de nombreuses perspectives de travail qui vont au delà de ce projet de thèse.

Cohérence temporelle de la lumière

Dans ma recherche d'un train d'impulsions stables en énergie, point de départ de mes réalisations, et accordable en longueur d'onde, j'ai développé des oscillateurs laser de constructions modales opposées. Dans le cas où le signal continu est issu d'un oscillateur monofréquence, l'impulsion émise est parfaitement cohérente et la source n'admet aucune fluctuation en énergie. Cependant, dans le cas d'un oscillateur fortement multimode, a fortiori, n'ayant pas de modes optiques, la distribution stochastique des photons modifie le temps de cohérence du signal et fixe alors la stabilité en énergie du train d'impulsions. L'analyse des fluctuations en intensité m'a conduit à développer une méthode linéaire de caractérisation des sources stochastiques. Je me suis particulièrement intéressé aux propriétés stochastiques d'une source lumineuse d'ASE, dont le comportement est décrit par la théorie de Bose-Einstein. Dans ce sens, nous avons également développé un modèle classique (cf. annexe 4.2.3) qui permet de simuler la distribution statistique des photons. On accède ainsi aux dépendances temporelles de l'amplitude et de la phase, représentées par les fonctions du premier et second ordre de cohérence. De plus, la validation du modèle dit "classique avec la distribution de Bose-Einstein, nous permet de simuler l'évolution du temps de cohérence d'une source stochastique – en régime continu ou impulsif – selon la largeur de sa bande passante optique. En complément de la méthode d'analyse linéaire, l'autocorrélation d'ordre deux du signal impulsif permet également une mesure directe du temps de cohérence. Cette méthode d'analyse, qualifiée de non-linéaire, permet notamment d'accéder à la fonction du second ordre de cohérence sans déformation par la bande passante électrique de la chaîne de détection. La caractérisation des pics d'intensité, d'amplitude plusieurs fois supérieures à l'intensité moyenne au sein des sources stochastiques, m'a conduit à analyser l'impact de ces surintensités sur la génération d'effets non-linéaires. Conformément aux attentes théoriques, ce travail a démontré qu'une source pulsée de faible cohérence, est deux fois plus efficace qu'une source pulsée fortement cohérente pour un processus de conversion de fréquence lié à susceptibilité électrique d'ordre 2 ($\chi^{(2)}$).

1. L'utilisation de ce système rentrait également dans le cadre d'une collaboration avec la société IRISIOME et le laboratoire CELIA <http://www.irisiome-solutions.com/>.

Étude du système laser de pompe intense

La réalisation d'une source stochastique, basée sur la génération d'ASE, a été un moyen rapide et peu onéreux d'accéder à un signal continu accordable en longueur d'onde et ayant un niveau de puissance moyenne adapté à l'injection du système d'amplification utilisé. Aussi, de façon intuitive je pensais que le train d'impulsions issu de la découpe temporelle de ce signal, ne comportant pas de fréquence particulière ou de modes optiques, serait stable en énergie. Toutefois, malgré l'absence de modes optiques, une source stochastique présente un temps de cohérence. Ce temps de cohérence mis en regard de la durée de l'impulsion, fixe alors la stabilité en énergie du train d'impulsions. J'ai observé que plus le nombre de réalisations aléatoires du champ électrique augmente au sein de la porte temporelle, plus on réduit l'écart-type de la distribution en énergie au sein des impulsions générées. J'explique ces constatations expérimentales par la convergence de la distribution en intensité au sein des impulsions, vers la loi normale. Ainsi, à l'aide du support numérique développé, il devient possible de simuler la stabilité en énergie du train d'impulsions. On comprend que cet aspect est essentiel selon l'application visée. En effet, si l'on considère une application thérapeutique, la distribution en énergie au sein des impulsions laser est directement reliée aux paramètres d'irradiation, notamment en termes de dose déposée et de temps d'exposition des tissus.

De plus, cette analyse du signal à la sortie du module de découpe d'impulsion, permet également d'utiliser le module de découpe rapide comme un diagnostic d'étude de la stabilité en intensité d'une source laser continue. Effectivement, si on considère que la résolution temporelle du module de découpe est comprise entre 45 ps et 1 ns – durées des portes temporelles générées – le module de découpe peut être utilisé comme un diagnostic révélant la stabilité d'une émission de lumière continue, dont la résolution temporelle est comprise entre 22 GHz et 1 GHz. Au regard d'un oscilloscope de 22 GHz de bande passante électrique nécessaire pour réaliser une analyse équivalente, on comprend que ce système peut-être une alternative bien moins onéreuse.

Notons que l'analyse rigoureuse de ce prototype laser impulsionnel, unique grâce à la grande versatilité qu'il offre à l'utilisateur, a été un retour d'expérience bénéfique pour l'entreprise IRI-SIOME. Cette analyse a permis à la fois de retravailler certains aspects de l'architecture fibrée d'amplification optique, d'améliorer notre compréhension du signal de sortie du module de découpe selon la physique du signal d'entrée, et également d'apporter un nouveau paramètre d'accordabilité au système laser, à savoir, la génération d'impulsions picosecondes de temps de cohérence temporelle variable.

Génération de mélange à quatre onde

Dans ces travaux de thèse j'ai démontré la possibilité de générer du mélange à quatre ondes de façon dégénérée (d-FWM) en utilisant la source laser acquise par le laboratoire. Ainsi, à l'aide de la pompe optique centrée à 1030 nm et des fibres optiques microstructurées, j'ai généré des longueurs d'onde visibles, autour de 700 nm, et des signaux "idler", au delà de 2 μm . Cependant, j'ai également constaté qu'il est difficile d'optimiser la génération de mélange à quatre ondes, sans une optimisation globale du système laser de pompe. Ces résultats permettront néanmoins d'avoir une connaissance plus précise du zéro de dispersion (λ_{ZDW}) des fibres optiques testées, et seront notamment utiles dans le cadre d'un projet au sein du laboratoire CELIA. Ce projet concerne notamment le développement d'un système type FOPCPA "fiber optical parametric chirped-pulse amplification".

En définitive, mes études ont permis d'implémenter une fonctionnalité liée à la cohérence variable des impulsions picosecondes émises. Cette nouvelle capacité, couplée à un travail important de compréhension des propriétés de cohérence temporelle du champ électrique, ouvre la voie à de nombreuses perspectives de travail. Une première perspective est la génération de d-FWM via l'utilisation d'impulsions faiblement cohérentes. En effet, selon la théorie de **LOUDON et**

VON FOERSTER [1974] qui a été validée pour un processus en $\chi^{(2)}$ dans ce travail, pour un processus de mélange à quatre ondes (FWM) en $\chi^{(3)}$, on atteint théoriquement le seuil de génération avec six fois moins d'intensité moyenne qu'avec une source fortement cohérente. En regard d'un développement laser capable d'émettre dans le visible, on comprend qu'abaisser le seuil de génération de FWM d'un facteur six et par suite, le niveau d'amplification nécessaire aux photons de pompe, diminuerait la complexité et le prix de l'architecture laser. De plus, la source laser gagnerait également en compacité, robustesse et facilité d'utilisation, qui sont autant d'éléments qui ont permis aux lasers fibrés de sans cesse trouver de nouvelles applications et de devenir incontournables sur le marché de l'industrie. On citera aussi à titre de perspective l'utilisation de cette source laser pour une application de tomographie par cohérence optique, ou encore, d'augmentation du seuil Brillouin apparent.

8.1 Références

LOUDON, R. et T. VON FOERSTER. 1974, «The Quantum Theory of Light», *American Journal of Physics*, vol. 42, n° 11, doi :10.1119/1.1987930, p. 1041–1042, ISSN 0002-9505. [193](#)

Annexe A

Histogramme et fonction de densité

Durant ces travaux de thèse, afin de caractériser le processus stochastique des sources aléatoires (chaotiques) **PIETRALUNGA et collab. [2003]**, tels que les sources de lumières basées sur la super-luminescence des ions Ytterbium par exemple, ou encore, l'instabilité en intensité d'une source laser fortement multimodes, j'utilise la représentation statistique de l'histogramme ainsi que la fonction de densité associée (Fig.A.1). Dans le but de comparer la stabilité en intensité des différentes sources de lumières développées, lasers ou spontanées, j'attache une importance particulière à normaliser les histogrammes à la fois par rapport à l'intensité moyenne de la série de donnée, et également, en s'assurant que l'aire sous la courbe (surface totale) définie par la fonction de densité soit égale à 1. Ainsi, cette fonction peut alors être considérée comme une fonction de densité de probabilité¹. Pour une loi de probabilité continue, en considérant par exemple a et b les bornes d'un intervalle I (réels ou infini) avec $a < b$, on peut définir une densité de probabilité par la fonction f définie sur I , continue et positive telle que :

$$\int_b^a f(x) \cdot dx = 1 \quad (\text{A.1})$$

Maintenant, si on considère I' comme un intervalle de I , avec a' et b' les bornes de cet intervalle (réels ou infini), une variable aléatoire continue X suit une loi de probabilité de densité f sur I si pour tout intervalle I' on a :

$$P(X \in I') = \int_{b'}^{a'} f(x) \cdot dx \quad (\text{A.2})$$

Dans l'intervalle I , l'espérance de la variable aléatoire continue X dont la densité est la fonction f est :

$$E(X) = \int_b^a x \cdot f(x) \cdot dx \quad (\text{A.3})$$

Ci-dessous je reporte la fonction représentant la distribution de Bose-Einstein dégénérée par le facteur M (distribution appelée en anglais : " M -fold degenerate Bose-Einstein distribution ") et la régression non-linéaire associée à cette fonction (régression par la méthode des moindres carrés).

1. Par définition, la somme des probabilités d'une loi est égale à 1.

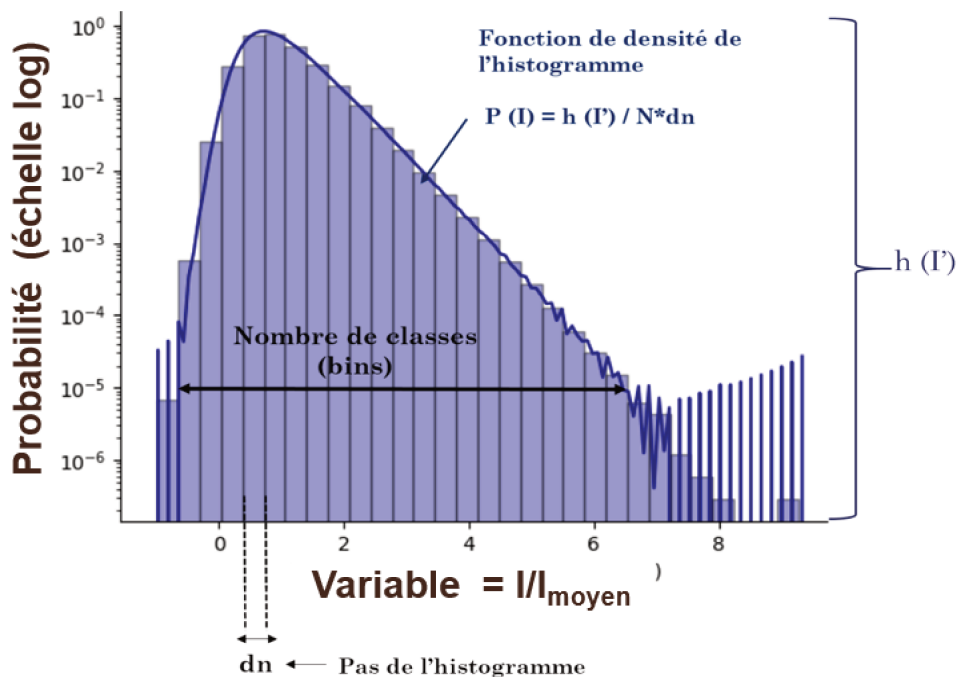


FIGURE A.1 – Exemple de représentation statistique de l’histogramme et de la fonction de densité associée. $H(I)$: histogramme; dn : pas de l’histogramme; $P(I)$: fonction de densité de probabilité; N : taille de la liste de données.

A.1 Références

PIETRALUNGA, S. M., P. MARTELLI et M. MARTINELLI. 2003, «Photon statistics of amplified spontaneous emission in a dense wavelength-division multiplexing regime», *Opt. Lett.*, vol. 28, n° 3, doi :10.1364/OL.28.000152, p. 152–154. URL <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-28-3-152>. I

Annexe B

Modèle numérique de représentation des fluctuations en intensité.

Le modèle numérique de représentation des fluctuations en intensité présenté dans cet annexe est issu de la mécanique classique. Afin de prendre en considération la dépendance temporelle de l'amplitude et de la phase de la distribution statistique des photons, le modèle considère la source de lumière comme un rayonnement stochastique résultant de la superposition incohérente d'un grand nombre de modes spectraux discrets couvrant le spectre du signal ASE.

Utilisation du modèle classique pour la description statistique de l'ASE

Nous modélisons l'ASE à partir de ce qui a été précédemment documenté par [GORBUNOV et collab. \[2014\]](#). On génère un vecteur S de $N = 2^{24}$ points représentant le spectre du signal centré à 1030 nm ($f_0 = 291,3\text{THz}$). L'incrément en fréquence (10 kHz), noté δf , est choisi pour que la fenêtre temporelle couvre une durée de 100 ns (notée T). Le spectre est ensuite peuplé ("rempli") en générant des nombres aléatoires pour la phase spectrale (distribution uniforme comprise entre 0 et 2π) ainsi que pour l'amplitude (distribution uniforme entre 0 et 1), sur une fenêtre spectrale variable Δf , tandis que certaines composantes spectrales restent égales à zéro. Afin d'éviter un repliement spectral – théorème de Nyquist-Shannon – qui pourrait alors perturber l'analyse statistique, au même titre que les fréquences négatives (non causales), Δf est modifié sur une fenêtre comprise entre 0 et $\Delta f_{\max} = \min(N \times 10 \text{ [kHz]} / 2, f_0)$. Les valeurs utilisées dans ces simulations – bandes passantes optiques inférieures à 1 nm dans nos expérimentations – sont généralement beaucoup plus petites que Δf_{\max} . Le champ complexe (non dimensionnel) $E(t)$ est quant à lui obtenu en effectuant une transformation de Fourier discrète (TFD) sur S . L'incrément de temps est $T/N = 0,95$ fs. Nous calculons ensuite le vecteur d'intensité temporelle I en prenant le module carré du champ $E(t)$.

Le signal d'entrée sur une photodiode est supposé proportionnel à l'intensité lumineuse I , avec donc un facteur de proportionnalité pris égal à 1 (non essentiel pour les étapes suivantes). Afin de simuler une loi de tension précise $I_{\text{filtre}}(t)$ à la sortie de la photodiode, I est filtré avec le filtre passe-bas approprié : I est d'abord transformé par transformée de Fourier et sa TFD est multipliée par la TFD de l'impulsion réponse de la photodiode et/ou de l'oscilloscope (élément de plus faible bande passante électrique au sein de la chaîne d'acquisition). Cette réponse impulsionnelle est construite de la manière suivante : d'abord, une rampe linéaire jusqu'à 1 pendant 150 fs (temps de montée de la photodiode) puis une lente décroissance exponentielle vers 0 avec une constante de temps correspondant à la fréquence de coupure f_c à -3 dB de la photodiode ($f_c = 8$ GHz dans notre configuration expérimentale). Le résultat est ensuite transformé par transformation de Fourier inverse afin d'obtenir la réponse soumise au filtre $I_{\text{filtre}}(t)$. La fonction de densité numérique de $I_{\text{filtre}}(t)$, $P(I)$, est présentée sur la Fig. 4.26a. Elle est obtenue en calculant l'histogramme de $I_m = I_{\text{filtre}}(t) / \langle I_{\text{filtre}} \rangle$ sur 200 classes ("bins") régulièrement espacées, où $\langle \rangle$ désigne ici la moyenne numérique, et en normalisant le vecteur obtenu par $N dI_m$ où dI_m est la largeur des

classes (le pas de l'histogramme). Avec cette normalisation, l'intégration numérique de $P(I) \cdot dI_m$ est égale à 1, comme cela est requis pour une fonction de densité de probabilité.

Les tracés pour la fonction de corrélation d'intensité $g^{(2)(\tau)}$ (second ordre de cohérence), illustrés sur la figure 6.1, sont calculés numériquement comme $F^{-1}(F(X)^2)$ où F est l'opérateur TFD. Pour l'ASE émis en régime continu, $X = I_m(t)$, et pour la porte imposée par le système de découpe d'impulsion, $X = G(t)$.

Comme nous pouvons le voir sur la Fig. 4.26a, le modèle décrit la distribution Gaussienne de l'ASE très précisément jusqu'à $P(I) \approx 10^{-6} (I_m < 6)$. En dessous de cette valeur, les sur-intensités dont l'amplitude est très élevée, deviennent trop rares dans l'échantillon de temps considéré (environ 10 occurrences sur un total de $N \approx 10^6$ points) pour être comptées/classées avec précision dans l'histogramme. Comme indiqué dans le tableau 6.1, ce modèle décrit également avec précision le temps de cohérence des pics d'ASE. Ainsi, on suggère que le modèle décrit permet de décrire à la fois la densité de probabilité d'un processus stochastique et le comportement temporel du champ électrique $E(t)$ associé.

Ainsi, contrairement à une approche basée exclusivement sur la description statistique de $I(t)$ à partir de l'expression de la distribution de Bose-Einstein dégénérée par le facteur M (3.108), ce modèle décrit la phase temporelle du bruit. Il peut générer des conditions d'entrées valides pour la simulation linéaire et non linéaire de la propagation ASE au sein de fibres optiques. De plus, la forme du spectre peut être adaptée en multipliant S par le profil souhaité, comme par exemple un profil de spectre optique gaussien de largeur à mi-hauteur définie. Dans ce cas, le comportement statistique reste inchangé et le pic de cohérence évolue en fonction de la largeur à mi-hauteur imposée.

Code Python

Le code utilisé dans ces travaux de thèse¹ intègre à la fois les éléments mathématiques qui permettent la simulation des propriétés de cohérence de la source d'ASE en régime continu et impulsionnel, et également, les éléments statistiques (théorème central limite) permettant de simuler le nombre d'évènements/pics (sur-intensités) présents dans les portes temporelles selon la taille du spectre initial (source ASE continue), i.e. permettant d'évaluer la stabilité impulsion à impulsion ("pulse à pulse") du train d'onde impulsionnel à la sortie du module de découpe.

B.1 Références

GORBUNOV, O. A., S. SUGAVANAM et D. CHURKIN. 2014, «Revealing statistical properties of quasi-CW fibre lasers in bandwidth-limited measurements», *Optics Express*, vol. 22, n° 23, doi :10.1364/oe.22.028071, p. 28 071, ISSN 1094-4087. [III](#)

1. Le code utilisé pour réaliser les simulations a été écrit par Denis Marion chercheur au CEA CESTA et agent détaché au sein du laboratoire CELIA.

Annexe C

Fonction de cohérence du second ordre dans le cas d'une source stochastique pulsée

Dans cette annexe, on cherche à démontrer que dans le cas d'une source stochastique pulsée, la fonction de corrélation d'intensité $g^2(\tau)$ peut s'exprimer de la façon suivante (Eq.(6.3)) :

$$g^{(2)}(\tau) = Q(\tau) (|g^{(1)}(\tau)|^2 + 1) \quad (\text{C.1})$$

où $Q(\tau)$ est la fonction de corrélation d'intensité normalisée de la porte temporelle définie pour $0 \leq Q(\tau) \leq 1$.

On rappelle que dans nos expérimentations les impulsions d'ASE sont créées à partir de la découpe temporelle d'un train d'onde continu ASE. La durée de l'impulsion est donc liée au temps de montée imposé par le modulateur électro-optique (MZM) : fonction porte ("time gate function" en anglais).

Dérivation de $g^{(2)}$ dans le cas d'une source stochastique pulsée

En considérant X et Y deux variables aléatoires, statistiquement indépendantes, on peut écrire :

$$E(X \cdot Y) = E(X)E(Y) \quad (\text{C.2})$$

où $E(X)$ désigne la valeur attendue (espérance) pour la variable X . L'intensité de la source d'ASE découpée peut être écrite comme $I(t) = G(t) \cdot I_{\text{ASE}}(t)$. Avec $G(t)$ qui est compris entre 0 et 1 et représente la fonction déterministe de la fonction porte lors de la découpe temporelle, i.e. fonction de transmission du modulateur électro optique contrôlé par le générateur d'impulsion. $I_{\text{ASE}}(t)$ représente l'intensité aléatoire délivrée par une source ASE «continue», celle-ci ayant une statistique ergodique. La fonction de corrélation d'intensité $g_{\text{gated}}^{(2)}(\tau)$ d'une variable aléatoire $I(t)$ est définie mathématiquement par :

$$\begin{aligned} g_{\text{gated}}^{(2)}(\tau) &= \lim_{T \rightarrow +\infty} \left(\frac{1}{T} \right) \int_{-T}^{+T} G(t) I_{\text{ASE}}(t) G(t + \tau) I_{\text{ASE}}(t + \tau) dt \\ &= \lim_{T \rightarrow +\infty} \left(\frac{1}{T} \right) \int_{-T}^{+T} G(t) G(t + \tau) I_{\text{ASE}}(t) I_{\text{ASE}}(t + \tau) dt \\ &= E(X_\tau \cdot Y_\tau) \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

où les variables aléatoires $X_\tau(t) = G(t)G(t + \tau)$ et $Y_\tau(t) = I(t)I(t + \tau)$ sont statistiquement indépendantes (même si X_τ est déterministe dans cette équation). À l'aide de l'équation C.2 on peut alors écrire :

$$g_{\text{gated}}^{(2)}(\tau) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \left(\frac{1}{T} \right) \int_{-T}^{+T} G(t) G(t + \tau) dt \cdot \lim_{T \rightarrow +\infty} \left(\frac{1}{T} \right) \int_{-T}^{+T} I_{\text{ASE}}(t) I_{\text{ASE}}(t + \tau) dt$$

ou encore,

$$g_{\text{gated}}^{(2)}(\tau) = Q(\tau) \cdot g_{\text{ASE}}^{(2)}(\tau) \quad (\text{C.4})$$

$Q(\tau)$ est la fonction de corrélation d'intensité normalisée de la porte temporelle G ($0 \leq Q(\tau) \leq 1$), et $g_{\text{ASE}}^{(2)}$, la fonction représentant le second ordre de cohérence de l'ASE. Notons que l'expression Eq. C.4 est vraie quelle que soit la nature de la source de lumière stochastique découpé ("Gated"). Dans notre cas, comme l'ASE est considéré comme un phénomène aléatoire gaussien, nous pouvons dériver encore plus DE CHATELLUS et PIQUE [2009] et exprimer $g_{\text{gated}}^{(2)}$ en fonction de $g_{\text{ASE}}^{(1)}$:

$$g_{\text{gated}}^{(2)}(\tau) = Q(\tau) \cdot \left(1 + |g_{\text{ASE}}^{(1)}(\tau)|^2\right) \quad (\text{C.5})$$

C.1 Références

DE CHATELLUS, H. G. et J. P. PIQUE. 2009, «Coherence properties of modeless lasers», *Proceedings of Science*, vol. 101, n° 08, doi :10.22323/1.101.0008, ISSN 18248039. VI

Annexe D

Photos des différentes réalisations

Photo de l'oscillateur multimodes

Ci-dessous je rapporte une photo de l'oscillateur multimodes. Les composants sont disposés sur plusieurs étages afin de respecter de diamètre de courbure des fibres optiques et d'accéder facilement aux différents composants optiques.

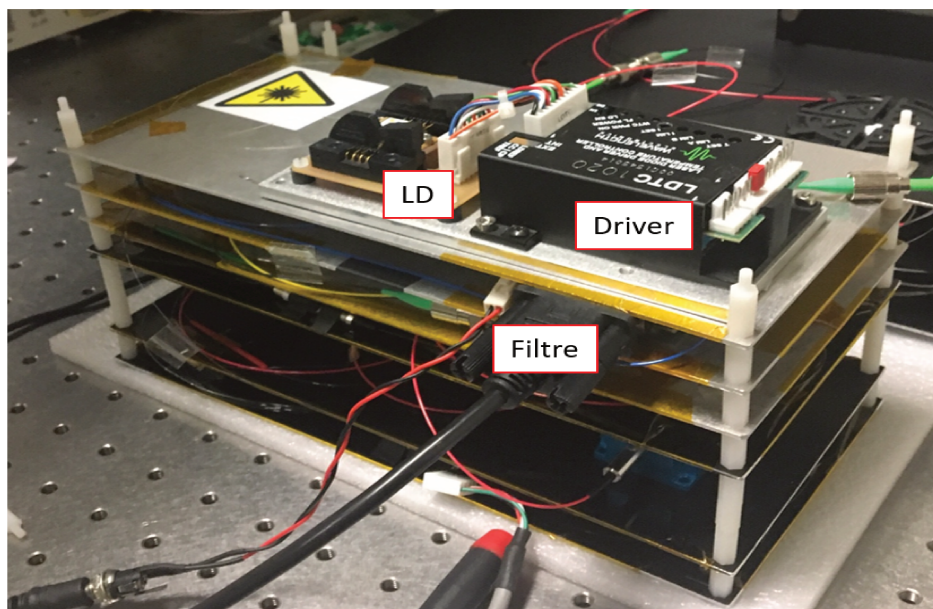
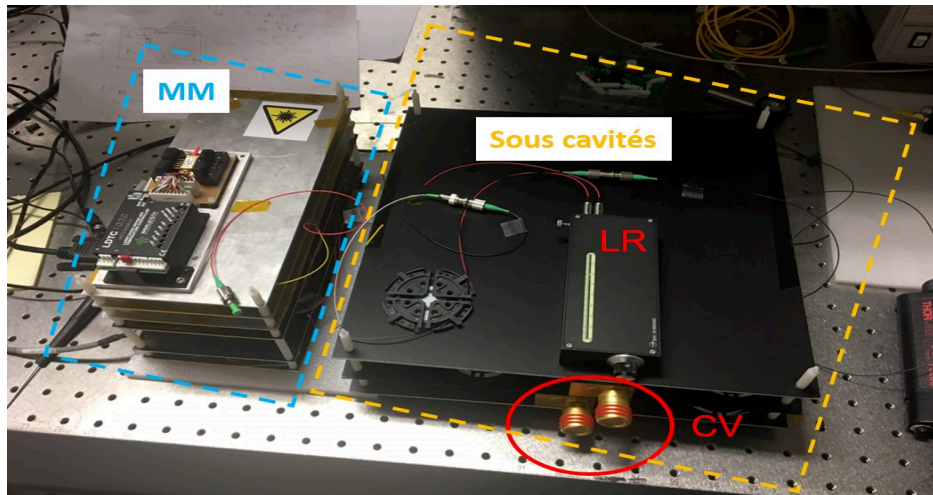


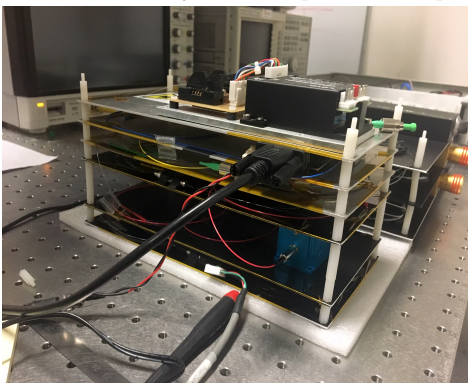
FIGURE D.1 – Photo de l'oscillateur multimodes accordable en longueur d'onde. LD : Diode laser.

Photos de l'oscillateur monofréquence

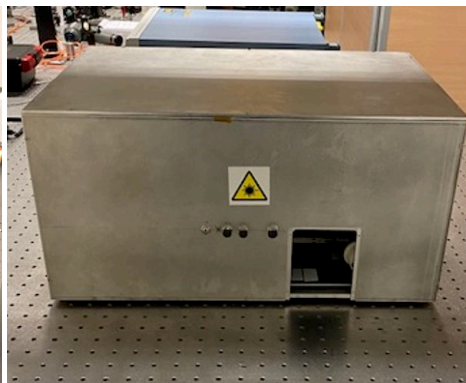
Ci-dessous, je rapporte des photos de l'oscillateur monofréquence que j'ai réalisé dans ces travaux de thèse. Ce montage intègre tout d'abord un oscillateur multimodes, partie de gauche sur la Fig.D.2a. Puis, il intègre les sous cavités, les coupleurs à taux de couplage variable ainsi que la ligne à retard optique, partie noire sur la Fig.D.2a.



(a) Système composé de deux parties : oscillateur MM + sous-cavités



(b) Vue de gauche



(c) Intégration dans une boîte

FIGURE D.2 – Photos de l'oscillateur monofréquence intégrant les sous-cavités. Technique dite des sous-cavités composées. LR : ligne à retard optique. CV : coupleurs à taux de couplage variable. MM = oscillateur multimodes.

Photo de l'injecteur ASE

Ci-dessous, je rapporte une photo de l'injecteur ASE réalisé dans ces travaux de thèse.

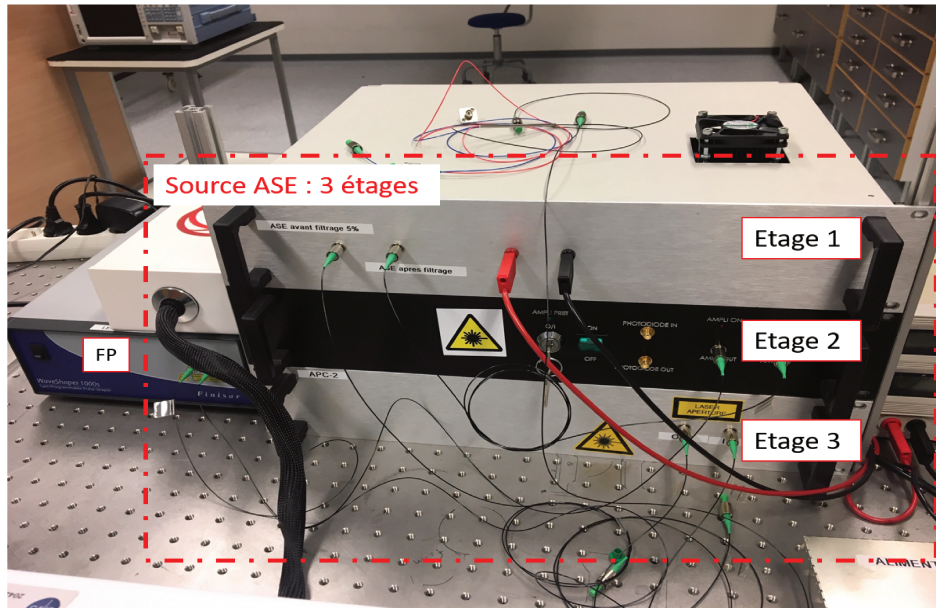


FIGURE D.3 – Photo de l'injecteur ASE et du filtre accordable du type "Waveshaper". FP : filtre programmable accordable type "Waveshaper" (société Finisar).

Système d'amplification commercial

Ci-dessous je rapporte une photo du système d'amplification commercial "MANNY" réalisé par la société IRISIOME et utilisé pour :

- Découper et amplifier les injecteurs réalisés dans ces travaux de thèse;
- Étudier les processus de conversion de fréquence de SHG et de d-FWM.

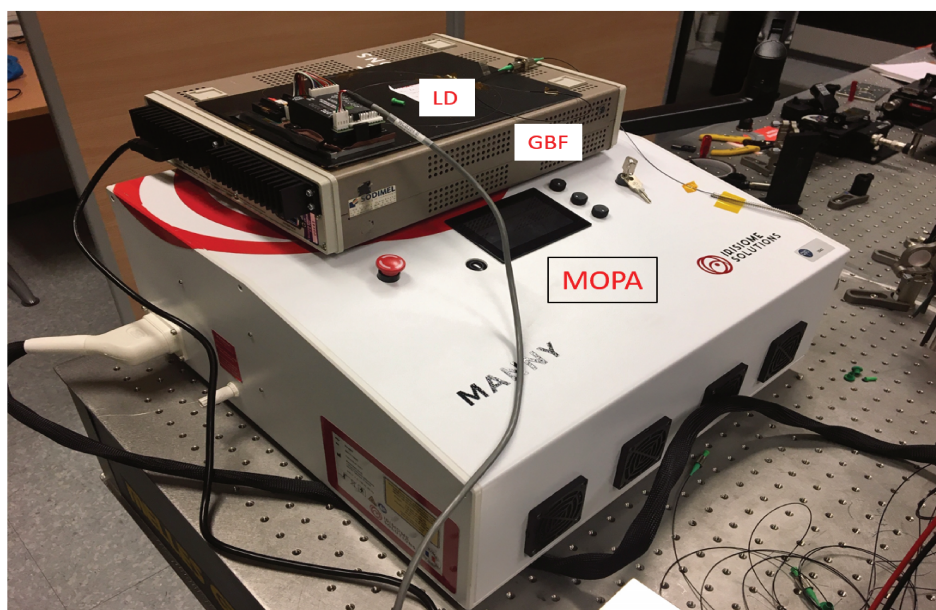


FIGURE D.4 – Photo de l'amplificateur commercial "MANNY" (société IRISIOME) contenant le module de découpe. Système de type MOPA. LD : diode laser. GBF : générateur de basse fréquence.

Photos du banc de test pour la génération d'effets non-linéaires optiques

Ci-dessous on rapporte les photos illustrant :

- Le banc de test dans son ensemble pour la génération des processus non-linéaires (Fig.D.5) ;
- Le système d'injection et d'adaptation du mode spatial avant injection dans la fibre optique (Fig.D.6a) ;
- Un exemple de signal rouge généré à 720 nm (Fig.D.6).

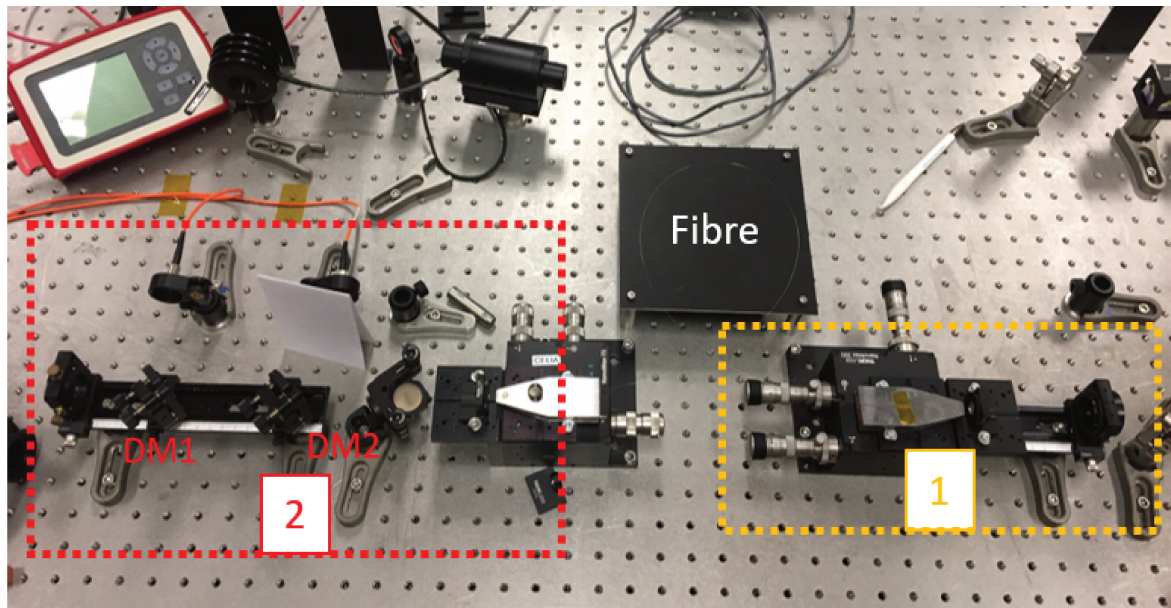
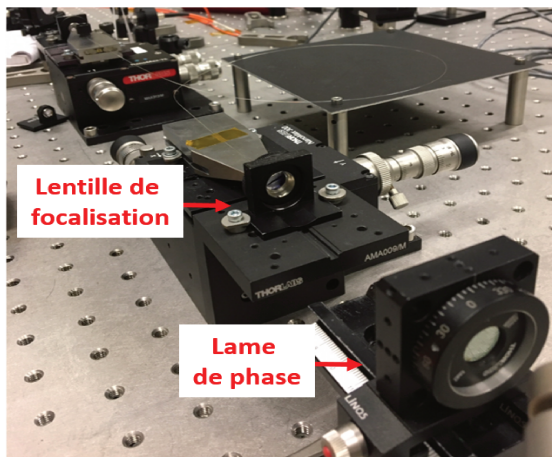
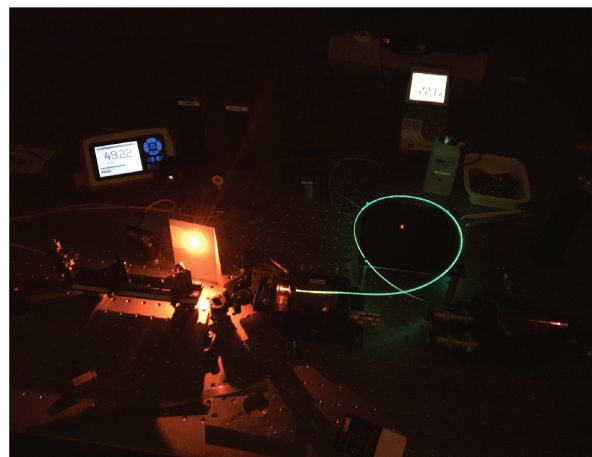


FIGURE D.5 – Photo du banc de test utilisé pour la génération d'effets non-linéaires optiques . 1 : Système d'injection et d'adaptation du mode spatial. 2 : sortie de la fibre optique et analyse du signal. DM1 : Miroir dichroïque qui isole l' "idler" supérieur à $2 \mu\text{m}$. DM2 : Miroir dichroïque qui isole le signal dans le domaine visible.



(a) Système d'injection



(b) Signal rouge généré

FIGURE D.6 – Photos qui illustrent le système d'injection et d'adaptation du mode spatial ((a)), ainsi qu'un exemple de signal "rouge" généré par d-FWM dans cette thèse ((b)).

Annexe E

Publications et conférences

Publications

1. N.Valero, C.Féral, J.Lhermite, S.Petit, A. Proulx, Y.Taillon, Y.V.Bardin, M.Goeppner, G.Guiraud, C.Dixneuf, E.Cormier;
39 W narrow spectral linewidth monolithic ytterbium-doped fiber MOPA system operating at 976 nm ;
Optics Letters, publié le 11.03.2020
2. N. Valero, D. Marion, J.Lhermite, J.C.Delagnes, W. Renard, R.Royon, E.Cormier;
High-power amplified spontaneous emission pulses with tunable coherence for efficient non-linear processes;
Soumis à Scientific Reports le 18.09.2020

Conférences

1. N.Valero, C.Féral, J.Lhermite, S.Petit, A. Proulx, Y.Taillon, G.Guiraud, C.Dixneuf, E.Cormier;
High-power monolithic ytterbium-doped fiber laser system operating at 976 nm ;
CLEO/Europe, Munich Allemagne
2. N.Valero, J. Lhermite, D.Marion, R.Royon, E.Cormier;
A novel cumulative photo-disruption laser skin-interaction regime in dermatology : application to laser tattoo removal;
6ème International Symposium in Optics and its Applications, Trente Italie;
Prix de la meilleure présentation orale.
3. N.Valero, J. Lhermite, R.Royon, Jean-Christophe Delagnes, E.Cormier, D.Marion, ;
High-power amplified spontaneous emission pulses with tunable temporal coherence for efficient non-linear processes;
GDR ELIOS, Marseille, France.

Annexe F

Liste des acronymes

- AOM** modulateur acousto-optique, "Acousto-Optic Modulator". 134, 135
- ASE** Amplified Spontaneous Emission. xiv, xvi, xvii, 63, 73, 74, 77–80, 89–91, 117–122, 137, 138, 140, 142–144, 164–170, 172–174, 183, 184, 188, 192, 193, III–VI, IX
- BIP** Bande Interdite Photonique. x, 46, 180
- CW** Régime Continu, "Continuous Wave". xiv, xvii, 6, 35, 73, 78, 81, 99, 118, 122, 128, 134, 137, 140, 143, 144, 165, 169, 179
- dB** décibel. 57, 62, 63, 94, 118, 119
- d-FWM** Degenerated Four Wave Mixing. xvi, 70, 71, 150, 151, 153, 154, 156, 158, 193, IX, X
- DLS** Dynamic Light Scattering. 18
- DVG** Dispersion de Vitesse de Groupe. 39, 45, 47, 72
- EOM** modulateur électro-optique, "Electro-Optic Modulator". 135
- ESA** Émission Spontanée Amplifiée. 63, 73
- FCP** Fibre à Cristal Photonique. 43
- FOPA** Fiber Optical Parametric Amplifier. 71, 150
- FOPO** Fiber Optical Parametric Oscillator. 150, 151
- fs** femtoseconde. 39, 59, 131, 132
- FWM** mélange à 4 ondes, "Four Wave Mixing". 37, 38, 43, 46, 69–72, 81, 128, 150, 151, 156, 157, 194
- GFS** Generation de Fréquence Somme. 37, 150
- GHz** gigahertz. 23, 128, 131, 135
- GSH** Génération de Second harmonique. 37, 150
- GTH** Génération de Troisième Harmonique. 37, 69
- HBT** Hanbury Brown et Twiss. 76
- HNL** Hautement Non-Linéaire. 47
- HOM** Higher Order Modes. x, 41, 42, 52, 53, 182, 186, 187
- ISL** Intervalle Spectral Libre. xii, xvii, 49–52, 78, 95, 96, 100–106, 108–110, 113, 115
- kHz** kilo-Hertz. 6, 59
- kW** kilowatt. 59, 169

- LMA** Large Mode Field Area. [43](#), [132](#), [140](#), [142](#), [151](#), [178–182](#), [185](#), [186](#), [188](#)
- LP** modes dits Linéairement Polarisés, "Linear Polarized modes". [41](#), [53](#)
- MCVD** Modified Chemical Vapor Deposition. [43](#), [181](#)
- MEB** microscopie électronique à balayage. [22](#), [25](#)
- MFA** adaptation spatial du mode, "Mode Field Adapter". [xvi](#), [183](#), [184](#)
- MFD** Mode Field Diameter. [xii](#), [47](#), [52](#), [92](#), [151](#), [181](#)
- MHz** megahertz. [23](#), [128](#), [131](#), [132](#), [135](#)
- MIR** Infrarouge Moyen. [150](#)
- mJ** millijoule. [59](#)
- MOPA** Master Oscillator Power Amplifier. [xvi](#), [64](#), [128](#), [132](#), [134](#), [135](#), [138](#), [139](#), [154](#), [165](#), [168](#), [173](#), [178–180](#), [182–185](#), [188](#), [IX](#)
- ms** milliseconde. [62](#)
- MW** megawatt. [59](#), [150](#)
- MZI** Interféromètre de Mach-Zehnder. [105](#)
- MZM** modulateur électro-optique de Mach Zehnder, "Mach-Zehnder electro-optic". [132–134](#), [147](#), [149](#), [V](#)
- NLSE** Nonlinear Schrödinger Equation. [72](#)
- nm** nanomètre. [3](#)
- ns** nanoseconde. [2](#), [3](#), [5](#), [6](#), [59](#), [128](#), [130](#), [131](#)
- OER** Optical Extinction Ratio. [xvii](#), [133](#), [147–149](#)
- OPA** Optical Parametric Amplifier. [150](#)
- OPO** Optical Parametric Oscillator. [150](#)
- PCF** Photonic Crystal Fiber. [xv](#), [35](#), [43–45](#), [71](#), [72](#), [150–152](#), [178](#)
- PDF** fonction de densité de probabilité, "Probability Density Function". [xii](#), [xiii](#), [89–91](#), [97–99](#), [116](#), [120–122](#)
- PER** Polarization Extinction Ratio. [56](#)
- PM** Polarization Maintening Fiber. [xii](#), [55](#), [92](#), [117](#), [118](#), [168](#)
- ppcm** Plus Petit Multiple Commun. [101](#), [105](#), [108](#)
- ps** picoseconde. [2](#), [3](#), [5](#), [6](#), [66](#), [89](#), [99](#), [128](#), [129](#), [131](#)
- RF** Radio Fréquence. [xii](#), [xiii](#), [74](#), [77](#), [95](#), [96](#), [106–110](#), [113–115](#), [119](#), [132](#), [133](#)
- rod** fibre optique de type "barre". [59](#), [130](#), [132](#)
- RTI** Réflexions Totales Internes. [40](#), [42](#), [44](#)
- RTIM** Réflexion Totale Interne Modifiée. [x](#), [43–47](#), [152](#)
- SBS** Stimulated Brillouin Scattering. [69](#), [174](#)
- SESAM** Semiconductor Saturable Absorber Mirrors. [131](#)
- SFG** Sum-Frequency Generation. [37](#)
- SHG** Second Harmonique generation. [xv](#), [37](#), [69](#), [164](#), [165](#), [167](#), [172–174](#), [178](#), [IX](#)
- SPM** Self Phase Modulation. [xi](#), [xiv](#), [65–67](#), [70](#), [137–140](#), [154](#)
- SRS** Stimulated Raman Scattering. [68](#), [70](#), [153](#), [154](#), [174](#)
- sub-ns** sub-nanoseconde. [131](#)

sub-ps sub-picoseconde. [130](#), [132](#)

TEM Modes Transverses Electromagnétiques. [52](#)

TF Transformée Limite. [131](#), [143](#), [144](#)

THG Third Harmonic Generation. [37](#), [69](#)

TOD Third-order dispersion. [38](#), [39](#)

XPM Cross Phase Modulation. [65](#), [67](#), [70](#)

ZDW Zero Dispersion Wave. [38](#), [47](#), [71](#), [151](#)

Annexe G

Glossaire

birefringence La biréfringence est la propriété physique d'un matériau dans lequel la lumière se propage de façon anisotrope (dépendant de la direction). Dans un milieu biréfringent, l'indice de réfraction n'est pas unique, il dépend de la direction de polarisation de l'onde lumineuse. Certains matériaux ont notamment la propriété d'édoupler (double réfraction) un rayon lumineux qui les traverse.. 55, 187

bruit de fond On appelle bruit de fond toute composante non désirée affectant la sortie d'un dispositif, indépendamment du signal présent à son entrée. Le bruit de fond se décompose en bruit propre, que cause le dispositif lui-même, et en perturbations originaires de l'extérieur qu'il peut capter de manière non désiré. . 94

constante de Planck En physique, la constante de Planck – notée h – est utilisée pour décrire la taille des quanta. Nommée d'après le physicien Max Planck, cette constante joue un rôle central dans la mécanique quantique. Elle relie notamment l'énergie d'un photon E à sa fréquence ν . $h = 6,626\ 070\ 15\ 10^{-34}\ m^2.kg.s^{-1}$.. 62, 79

Distributed Feedback Lasers DFB Le "Distributed Feedback Lasers" - laser à rétroaction répartie en Français - est un laser sous forme de cavité fibrée ou de milieux semi-conducteurs, qui utilise un réseau de Bragg inscrit dans une fibre optique ou inscrit dans une cavité afin de choisir la longueur d'onde centrale d'émission et la maintenir constante au cours du temps par rétroaction passive.. 100, 134, 141

duty-cycle Le rapport cyclique pour un signal est défini comme étant le rapport existant entre la durée du temps haut du signal et sa période. 148

effet acousto-optique L'effet acousto-optique consiste à appliquer une contrainte mécanique sur un matériau : propagation d'une onde sonore dans le milieu donnant lieu à des variations de l'indice de réfraction dans ce milieu. La lumière diffractée par une onde sonore de fréquence unique produit deux types de diffractions : l'effet Râman-Nath et la diffraction de Bragg. L'effet Râman-Nath intervient pour des fréquences acoustiques assez basses, de l'ordre de 10 MHz, et pour des longueurs d'interaction acousto-optique de moins de 1 cm. Au contraire, la diffraction de Bragg est mise en jeu pour des fréquences acoustiques plus hautes, de l'ordre de 100 MHz ou plus.. 130

effet electro-optique L'effet électro-optique est la variation de l'indice de réfraction d'un matériau résultant de l'application d'un champ électrique à courant continu ou à basse fréquence. Ceci est causé par des forces qui déforment la position, l'orientation ou la forme des molécules constituant le matériau.. 130

effet Stark En physique atomique, l'effet Stark (du nom de son découvreur Johannes Stark) est la modification des états électroniques sous l'action d'un champ électrique qui se traduit par l'éclatement et le décalage de raies spectrales en plusieurs composantes. . 59

fluence La fluence ou encore la fluence énergétique s'exprime en Joule par mètre carré. C'est l'énergie délivrée par unité de surface. Cette grandeur est considérée comme une unité fondamentale de la dosimétrie.. [5](#), [6](#), [12](#)

granulometrie laser La diffraction laser mesure les distributions granulométriques des particules en mesurant la variation angulaire de l'intensité de lumière diffusée lorsqu'un faisceau laser traverse un échantillon de particules dispersées dans un liquide. Les grosses particules diffusent la lumière à de petits angles par rapport au faisceau laser et les petites particules diffusent la lumière à des angles supérieurs. Les données relatives à l'intensité diffusée en fonction de l'angle sont analysées pour calculer la taille des particules qui ont créé l'image de diffraction, et ceci, grâce à la théorie de Mie.. [18](#)

graphite Le graphite est une espèce minérale noire qui est, avec le diamant, la lonsdaléite et la chaoite, l'un des allotropes naturels du carbone. Sa formule chimique est « C ».. [13](#)

harmonic mode-locking Verrouillage de modes d'un laser où plusieurs impulsions circulent dans le résonateur laser avec un espacement temporel égal. La fréquence du modulateur est alors un multiple entier de la fréquence aller-retour. [131](#)

irradiance L'irradiance ou encore l'éclairement, s'exprime en watts par mètre carré. C'est la densité surfacique du flux énergétique par unité de surface, ou encore, la puissance d'un rayonnement électromagnétique par unité de surface (perpendiculaire à sa direction).. [4](#)

linewidth La largeur de ligne d'un laser à fréquence unique (monofréquence), est la largeur (généralement la pleine largeur à mi-hauteur, FWHM) de son spectre optique. Plus précisément, c'est la largeur de la densité spectrale de puissance du champ électrique émis en termes de fréquence, ou de longueur d'onde.. [104](#), [113](#), [117](#), [123](#), [141](#)

microchip laser Laser utilisant un cristal ou un verre amplificateur disposé sous la forme d'un bloque monolithique et directement en contact avec les miroirs d'extrémité du résonateur laser. Il est possible d'obtenir des impulsions courtes – nanosecondes jusqu'à quelques centaines de picosecondes – via la technique de Q-switch. . [151](#)

mode hopping Le Mode Hopping d'un laser correspond à des sauts brusques de fréquence optique qui sont associés à des transitions entre les différents modes longitudinaux d'un résonateur optique.. [99](#), [100](#), [103–105](#), [108–110](#), [113](#), [115](#), [116](#), [123](#), [180](#)

Mode-locked Laser à verrouillage de mode. Technologie laser – à fibres optiques ou en espace libre – qui consiste à la mise en phase des modes longitudinaux d'une cavité laser. Cela est réalisé en modulant de manière périodique la condition de résonance du résonateur optique. . [129–132](#), [151](#)

Nd-YAG Le laser Nd-YAG (acronyme du nom anglais : neodymium-doped yttrium aluminium garnet) ou grenat d'yttrium-aluminium dope au neodyme (Nd-Y3Al5O12) est un cristal utilisé comme milieu amplificateur pour les lasers utilisant des milieux solides.. [6](#)

photodarkening Phénomène selon lequel les pertes de puissance optique dans un milieu augmente au fur et à mesure que le milieu de propagation est irradié. Le photodarkening est généralement dépendant de la longueur d'onde d'irradiation. Dans de nombreux cas (notamment pour la silice), le mécanisme de photodarkening implique la formation de centres de couleur et peut entraîner de graves dégradations des performances et des limitations de durée de vie des fibres optiques.. [180](#), [185](#)

Poissonnienne La loi de Poisson décrit la probabilité qu'un événement se produise durant un intervalle de temps donné, alors que : la probabilité de réalisation d'un événement est très faible, et que le nombre d'essais est très grand.. [80](#)

- Pulse-gating** Laser à déclenchement d'impulsion. Technologie laser – à fibres optiques – qui consiste à moduler en intensité un train d'onde continu afin découper à l'intérieur de celui-ci des impulsions de lumières brèves ou ultra-brèves (limité à une dizaine de picosecondes) . Cela est souvent réalisé à l'aide d'un modulateur électro-optique synchronisé via un signal électrique.. 7, 129, 136, 145, 147, 157
- pulse-picker** Commutateur optique synchronisé par un signal électrique (modulateur électro-optique ou un modulateur acousto-optique). Il permet alors de sélectionner des impulsions à une fréquence plus basse à l'intérieur du train d'impulsion et Il est utilisé pour extraire des impulsions uniques d'un train d'impulsions - à des cadences plus basses que le taux de répétitions initial - et ainsi augmenter l'énergie des impulsions.. 131
- Q-switch** Laser à commutation de perte. Technologie laser – à fibre optique ou en espace libre - qui consiste à moduler les pertes du milieu actif. Le facteur de qualité Q est une mesure sans unité du taux d'amortissement d'un oscillateur et permet alors de quantifier la performance de ce type de systèmes lasers.. 6, 59, 129, 130, 142
- rapport signal sur bruit optique** Le rapport signal sur bruit optique – plus communément appelé en anglais Optical Signal-to-Noise Ratio (OSNR) – est le rapport entre la puissance du signal et la puissance du bruit au sein d'une bande passante donnée.. 63
- solid-state bulk** Laser dont le milieu amplificateur est un matériaux à l'"état solide" par opposition aux milieux amplificateurs utilisant les fibres optiques. Dans ce type de laser, le transport de la lumière entre et les différents composants optiques est souvent réalisé en espace libre. . 131
- Spatial Hole Burning SHB** On appelle " Spatial Hole Burning " une déformation spectrale de la forme du gain due à une saturation in homogène du gain. . 99
- taux d'extinction** En optique, le taux d'extinction peut représenter le rapport entre deux niveaux de puissances lumineuses émises par une source de lumière. Il est souvent exprimé en décibel et représente en pratique la capacité d'un composant à éliminer ou filtrer un signal non désiré.. 63
- thin-disk** Laser dont le milieu amplificateur est un matériaux à l'"état solide" sous forme de disque très mince. Ce milieu à gain permet généralement de réduire l'échauffement thermique à un fort taux de pompage.. 131
- waist** Le waist désigne le rayon minimal du faisceau. Le diamètre est obtenu en multipliant par deux le waist du faisceau.. xi, 52, 53
- WDM** Le WDM - Wavelength Division Multiplexor en anglais - est un composant fibré qui permet de séparer des longueurs d'onde. Dans le cas des cavités lasers fibrées, il est notamment utilisé pour faire circuler à l'intérieur de la fibre amplificatrice (pompe cœur) à la fois le signal de pompe généralement à 915 ou 976 nm) et le signal à amplifier (généralement à 1030 ou 1064 nm). Notons que ce composant optique permet également de filtrer l'ASE et ainsi de protéger la chaîne signal.. xii, 92
- Ytterbium** L'ytterbium est un élément chimique de symbole Yb et de numéro atomique 70. L'ytterbium est un métal du groupe des terres rares. L'oxyde d'ytterbium(III) ou ytterbine est un composé inorganique de formule Yb_2O_3 . C'est la forme la plus courante de l'élément chimique ytterbium.. 35, 58, 59, 62, 63, 92, 117, 130, 164

Annexe H

Liste des symboles

c La célérité nommée "c" est définie comme vitesse de la lumière dans le vide. Sa valeur exacte est $299\,792\,458\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (environ $3 \times 10^8\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ou $300\,000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$).. 49

γ coefficient de non-linéarité d'un matériaux. xvii, 131, 152

J Le joule – dont le symbole est J – est l'unité internationale qui permet de quantifier l'énergie, le travail et la quantité de chaleur.. 6

k_B La constante de Boltzmann fait partie des constantes fondamentales et elle a une importance particulière en physique statistique. Elle se note k_B , ou k, et vaut environ $1,380\,648\,8 \times 10^{23}\text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$. Ainsi, comme l'entropie, la constante de Boltzmann a la dimension d'une énergie sur une température.. 79

n L'indice de réfraction - noté n - est une grandeur définie pour tout milieu matériel transparent comme le rapport de la célérité de la lumière dans le vide par la célérité de la lumière dans ce milieu. $n_{\text{milieu}} = c_{\text{vide}}/c_{\text{milieu}}$. 50

Q Le facteur de qualité Q est une mesure sans unité du taux d'amortissement d'un oscillateur et permet alors de quantifier la performance de ce type de systèmes lasers.. 129

σ Section efficace en spectroscopie optique.. 61

W Le watt – dont le symbole est W – est l'unité internationale de puissance ou de flux énergétique. 59

Développement d'une source laser picoseconde versatile pour la dermatologie esthétique

Résumé : Cette thèse présente le développement d'une source laser picoseconde versatile pour le domaine de la dermatologie esthétique, et destinée à une application de détatouage. Une première partie est consacrée à l'étude des effets physiques mis en jeu lors de l'interaction du laser avec l'encre contenue dans les tissus biologiques, et donc à l'origine du détatouage. La deuxième partie de ce manuscrit est un travail de développement laser. A partir d'oscillateurs lasers accordables en longueurs d'onde, on cherche à générer un train de lumière impulsional de forte puissance moyenne. Pour cela, on utilise un prototype novateur d'amplificateur impulsional basé sur la génération d'impulsions picosecondes par une découpe d'impulsions brèves au sein d'un train de lumière continue. Une dernière partie décrit la génération de longueurs d'onde visibles via la génération d'effets non-linéaires optiques. Les longueurs d'onde visées dans le cadre de la photo-thermolysé sélective des tatouages polychromatiques sont comprises entre 500 et 800 nm.

Mots-clés : fibre optique, conception laser, rayonnement intense, cohérence temporelle, optique non-linéaire

Versatile picosecond laser source development for cosmetic dermatology

Abstract: This thesis reports on a versatile picosecond laser development for use in aesthetic dermatology and particularly adapted to tattoo removal. In the first part, in order to understand the mechanism of tattoo removal using a pulsed light source, we study the physical effects at play during the interaction between ink contained in biological tissues and laser light. The second part of this manuscript is a laser development work. Starting with wavelength tunable oscillators, we want to generate pulsed light trains of high average power. To that end, we use an innovative prototype of pulsed amplifier based on picosecond pulses generation by pulse gating a continuous light train. The last part of this work describes the generation of visible wavelengths using optical non-linear effects in non-linear media. In the context of selective photothermolysis for polychromatic tattoos, we look for wavelengths between 500 and 800 nm.

Keywords: optical fiber, laser design, intense radiation, temporal coherence, non-linear optic

Centre Lasers Intenses et Applications

UMR CNRS 5107 ,Université de Bordeaux, 33405 Talence cedex, 43 rue Pierre Noailles, Bât C4, France