



THÈSE

PRÉSENTÉE A

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

Par **NADEAU, Marie-Christine**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : Laser, matière et nanoscience

Oscillateurs picosecondes de forte puissance moyenne à faibles bruits

Thèse dirigée par : Balcou, Philippe

Soutenue le : 7 décembre 2010

Devant la commission d'examen formée de :

M. Oberlé, Jean	Professeur, Univ. Bordeaux 1	Président
M. Balcou, Philippe	Directeur de recherche, CELIA	Directeur de thèse
M. Druon Frédéric	Chargé de recherche, LCFIO	Rapporteur
M. Vallet, Marc	Professeur, Université Rennes	Rapporteur
M. Simon-Boisson, Christophe	Responsable études amont, Thales Optronique S.A.	Co-directeur de thèse
M. Rouyer, Claude	Ingénieur -chercheur, CEACESTA	Examineur
M. Montant, Sébastien	Ingénieur-chercheur, CEA-CELIA	Invité

Résumé

Pour des applications médicales ou en histoire de l'art, un système compact de production de rayonnement X monochromatique à haut flux par effet Compton nécessite de disposer d'une source laser impulsionnelle de forte puissance moyenne avec des durées de quelques picosecondes. Pour atteindre un haut flux de rayonnement X, le laser devra être injecté dans une cavité Fabry-Perot de haute finesse afin d'atteindre les puissances laser moyennes requises. Par conséquent, le laser devra avoir une bonne qualité de mode et de faibles bruits. Afin d'atteindre ces objectifs, nous avons étudié la réalisation d'oscillateurs à blocage de modes passif délivrant des puissances moyennes de plus de 10 W avec des impulsions d'une durée entre 10 et 20 ps.

Au cours de ce travail, deux oscillateurs de haute puissance moyenne ont été conçus et réalisés : l'un à pompage radial avec Nd:YAG comme milieu de gain et l'autre à pompage longitudinal avec comme milieu de gain Nd:YVO₄. Le développement du second oscillateur a donné lieu à une étude expérimentale de la réduction de la durée des impulsions qui nous permet d'ajuster la durée entre 46 ps et 12 ps en régime de blocage de modes passif. Les résultats expérimentaux ont été expliqués à l'aide d'une simulation numérique et une solution analytique a été trouvée pour prédire la durée des impulsions. Enfin, une étude des caractéristiques des bruits de l'oscillateur Nd:YVO₄ a été réalisée. Ces mesures ont permis de mettre en évidence qu'un oscillateur de forte puissance moyenne a les capacités pour être aussi peu bruyant que des oscillateurs de faible puissance et à faibles bruits. En résumé nous avons développé un oscillateur puissant (20W), à une longueur d'onde de 1064 nm, avec des durées d'impulsions courtes (15 ps), une bonne qualité de faisceau ($M^2 < 1,2$) et de faibles bruits (gigue temporelle $< 1,2$ ps RMS 100Hz-1MHz non asservi). Par conséquent, notre oscillateur puissant est un excellent candidat pour faire partie de la machine compacte de rayonnement X monochromatique et à haut flux.

- Mots-clés

Oscillateur, laser, diode, 888 nm, Nd:YVO₄, Nd:YAG, blocage de modes, picoseconde (ps), haute puissance, durée impulsion, bruit.

- Ce travail de thèse a été réalisé au :

CELIA

351, Cours de la Libération
33405 Talence Cedex
France
www.celia.u-bordeaux1.fr/

En collaboration avec :

Thales Laser, maintenant :
Thales Optronique S.A
2 avenue Gay Lussac
78995 Elancourt Cedex
France
www.thalesgroup.com

High-average-power, low-noise, picosecond oscillators

Abstract

For medical or cultural heritage applications, a compact, monochromatic, Compton x-ray source system needs a powerful, few picosecond laser source. To obtain high-x-ray-flux, the laser should be coupled to a high-finesse Fabry-Perot cavity to reach the required laser power. Therefore, the laser should have a good beam quality and low noises. In order to reach these requirements, we have studied passive mode-locking oscillators delivering more than 10 W average power and between 10 and 20 ps pulse duration.

Two high-power oscillators have been designed and implemented: a side-pumped Nd:YAG and an end-pumped Nd:YVO₄ oscillator. With the second oscillator, we have studied the experimental reduction of pulse duration. We obtained a decrease from 46 ps to 12 ps in the continuous-wave mode-locked regime. Those experimental results have been explained by a numerical simulation and furthermore, we have developed an analytical solution to predict the pulse duration of such oscillator. Finally, we studied the noise characteristics of the Nd:YVO₄ oscillator. Our measurements have shown that a high-power oscillator might be as low-noise as other low-power, low-noise oscillators. In conclusion, we have developed a powerful (20W), 1064nm-wavelength, short-pulses (15ps), good-beam-quality ($M^2 < 1.2$) and low-noise free-running oscillator (timing jitter < 1.2 ps RMS 100Hz-1MHz). Therefore, our high-power oscillator is an excellent candidate to be part of a compact, high-flux, monochromatic x-ray source.

- Mots-clés en anglais

Oscillator, laser, diode-pumped, 888 nm, Nd:YVO₄, Nd:YAG, mode-locked, picoseconde (ps), high-power, pulse duration, noise.

Remerciements

Je veux tout d'abord remercier MM. F. Druon, M. Vallet, J. Oberlé, C. Rouyer, S. Montant, C. Simon-Boisson et P. Balcou pour avoir accepté de juger ce travail en participant à mon jury de thèse.

Pour ce travail j'ai bénéficié du dispositif CIFRE de l'ANRT me permettant d'effectuer un travail de recherche en collaboration avec une entreprise. Merci donc à Thales d'avoir mis en place cette thèse en collaboration avec le CELIA.

Je remercie particulièrement Philippe Balcou et Christophe Simon-Boisson de m'avoir offert cette opportunité d'effectuer ce travail de thèse et Sébastien Montant pour son écoute et sa disponibilité. Tous les trois m'ont laissé une grande liberté que j'ai beaucoup appréciée.

Merci aussi au groupe GOLF de m'avoir accueillie et à ses membres Eric Cormier, Dominique Descamps, Sébastien Montant, Capucine Médina et Stéphane Petit pour leur aide, leurs discussions et leurs suggestions.

Un grand merci à Romain Czarny de Thales pour sa gentillesse, son soutien et pour le matériel qu'il m'a fait parvenir.

Merci à l'équipe PLIC (Fabian, Ronic, François...) du LAL pour les discussions, les informations et leurs conseils.

Je tiens aussi à remercier Laurent, Rodrigue et Alain pour la mécanique, Sophie, Fabienne, Céline, Catherine et Marilyne pour l'administration et Didier et Loïc pour l'informatique.

Finalement, je remercie mes parents et ma famille pour m'avoir toujours soutenue et particulièrement mon conjoint pour m'avoir supportée et aidée dans les moments critiques.

Table des matières

Remerciements	III
Table des matières	IV
Liste des figures et tableaux	VII
Liste des symboles et des sigles	XII
Introduction	1
Chapitre 1 Source de rayonnement X compacte par effet Compton	3
1.1 Pourquoi une source compacte de rayonnement X ?	3
1.1.1 Applications d'une source compacte.....	3
1.1.2 Principe des sources compactes de rayonnement X.....	4
1.2 Génération du rayonnement X	5
1.2.1 Diffusion Compton et source compacte	5
1.2.2 Energie du rayonnement X.....	7
1.2.3 Flux du rayonnement X.....	7
1.3 Laser : amplification passive	8
1.3.1 Fabry-Perot en régime impulsionnel	9
1.3.2 Facteurs influençant le gain réel d'un Fabry-Perot	10
1.3.3 Résumé	12
1.4 Cahier des charges de la partie optique de ThomX	13
1.4.1 Architecture de la partie optique	13
1.4.2 Cahier des charges de la partie laser	14
1.5 Conclusion	16
Chapitre 2 Bruits laser	17
2.1 Introduction	17
2.2 Origines des bruits	18
2.2.1 Bruits d'origine technique.....	18
2.2.2 Bruits d'origine quantique.....	19
2.2.3 Bruits des mesures de bruits.....	23
2.3 Quantification des bruits laser	24
2.3.1 Quantification du bruit	24
2.3.2 Gamme en fréquences : les radiofréquences	26
2.3.3 Spectre des bruits lasers	27
2.3.4 Bruits donnés par des compagnies laser.....	29
2.4 Bruits laser	31
2.4.1 Bruit d'intensité et bruit d'intensité relatif (RIN)	32
2.4.2 Bruit de phase optique (« optical phase noise »).....	34
2.4.3 Bruit de gigue temporelle (« timing jitter »)	36
2.4.4 Bruit de fluctuation du pointé du faisceau	38
2.4.5 Bruits à la fréquence de répétition.....	39
2.4.6 Autres bruits	39
2.5 Bruits du laser et Fabry-Perot	39
2.5.1 Fabry-Perot et bruit	40
2.5.2 Couplage dans un Fabry-Perot	41
2.5.3 Stabilisation active des lasers : l'asservissement	44
2.6 Résumé : bruits laser, origines, couplages et réduction	45
Chapitre 3 Choix pour le laser	49
3.1 Géométrie du milieu à gain de l'oscillateur laser	50
3.2 Milieu actif	53
3.3 Pompage	55

3.4	Alimentations électriques	57
3.5	Blocage de modes.....	59
3.5.1	Différentes méthodes de blocage de modes	60
3.5.2	SESAM.....	62
3.5.3	Régimes de blocage de modes par SESAM	64
3.6	Conclusion.....	65
Chapitre 4 Oscillateurs pompés radialement Nd:YAG		66
4.1	Structure de pompage Nd:YAG.....	66
4.1.1	Description	66
4.1.2	Caractérisation.....	68
4.2	Oscillateur continu en cavité courte multimode.....	71
4.3	Oscillateur à blocage de modes par SESAM	72
4.3.1	Conception de cavité laser : l'optique matricielle.....	73
4.3.2	Conception de cavité laser : comment obtenir le CML.....	74
4.3.3	Schéma de la cavité	75
4.3.4	Performances	76
4.4	Résumé et conclusion	80
Chapitre 5 Oscillateurs pompés longitudinalement Nd:YVO₄		82
5.1	Pompage à 888 nm.....	83
5.1.1	Diode à 888 nm	85
5.1.2	Focalisation de la diode dans le cristal.....	88
5.2	Cristaux laser	91
5.2.1	Coefficient d'absorption des cristaux.....	92
5.2.2	Absorption réelle de la pompe à 888 nm dans le cristal.....	93
5.3	Oscillateur continu en cavité courte multimode.....	95
5.4	Oscillateur continu monomode transverse	96
5.4.1	Détermination de la lentille thermique par analyse de front d'onde	96
5.4.2	Schéma de la cavité	99
5.4.3	Performances	100
5.5	Oscillateur à blocage de modes par SESAM	102
5.5.1	Schéma de la cavité	102
5.5.2	Coupleur de sortie optimum en puissance.....	103
5.5.3	Performances pour l'oscillateur avec le coupleur 33%.....	105
5.5.4	Résumé et conclusion.....	108
5.6	Réduction de la durée des impulsions	109
5.6.1	Expérience	110
5.6.2	Durée en fonction du coupleur	111
5.6.3	Simulations numériques	112
5.6.4	Solution analytique.....	118
5.6.5	Conclusion.....	129
5.7	Caractérisation de l'oscillateur avec le coupleur 8%	130
5.7.1	Puissance de sortie avec le coupleur 8%.....	130
5.7.2	Mesure de M^2	131
5.8	Résumé et conclusion	134
Chapitre 6 Doublage de fréquence et amplification.....		136
6.1	Doublage de fréquence.....	136
6.1.1	Doublage et cristal doubleur	136
6.1.2	Résultats	138
6.1.3	Conclusion et perspectives	139
6.2	Amplification	140
6.2.1	Caractérisation de la DPCH 434	141
6.2.2	Amplification du Nd:YVO ₄ dans le Nd:YAG.....	142

6.2.3	Conclusion et perspectives	145
Chapitre 7	Mesures des bruits d'un oscillateur laser	147
7.1	Spectres de bruit.....	147
7.1.1	Spectres radiofréquences.....	147
7.1.2	Méthodes de mesures de spectres de bruit	152
7.1.3	Exemples de spectres de bruit	154
7.2	Bruit à la fréquence de répétition de différents oscillateurs	158
7.3	Bruit à la fréquence de répétition de l'oscillateur Nd:YVO₄	159
7.3.1	Résultats	160
7.3.2	Discussion sur l'origine des bruits	164
7.4	Réduction des bruits sans asservissement.....	168
7.4.1	Résultats	169
7.4.2	Etude quantitative du bruit à la fréquence de répétition.....	171
7.5	Evolution du bruit lors de la conversion de fréquence	174
7.5.1	Résultats	174
7.5.2	Discussion	175
7.6	Bruit de gigue temporelle	176
7.7	Bruit à très basse fréquence : évolution de la fréquence de répétition au cours du temps	178
7.8	Conclusion.....	181
	Conclusion générale et perspectives	182
	Publications.....	185
	Bibliographie.....	186

Liste des figures et tableaux

Figure 1.1	Schéma de la diffusion Compton.....	6
Figure 1.2	Architecture de la machine compacte de production de rayonnement X [45].....	6
Figure 1.3	(a) Cavité Fabry-Perot à deux miroirs avec l'adaptation du mode laser ; (b) Fabry-Perot à quatre miroirs en anneau où le faisceau ne reste pas dans le plan horizontal grisé.	10
Figure 1.4	Représentation spectrale d'une impulsion : (a) fs ; (b) ps et des fréquences de résonances de la cavité Fabry-Perot n'ayant pas exactement le même ISL que la cavité laser.	11
Figure 1.5	Architecture de la partie optique.....	13
Tableau 1.1	Scénarii de production de rayonnement X et cahier des charges du laser	15
Figure 2.1	Spectre électromagnétique.....	27
Figure 2.2	Bruit quantique (sans bruit technique autre que la pompe) d'intensité relative théorique d'un laser Nd:YAG avec une longueur d'onde de 1064 nm et une puissance moyenne de sortie de 100 mW [71].	28
Figure 2.3	Bruit de phase temporelle de deux oscillateurs Ti:Saphir (courbes (1) [81] et (2) [82]) ainsi que leur plancher de mesure de bruit respectif (3) et (4).	29
Tableau 2.1	Spécification de bruits de différents lasers à blocage de modes	30
Figure 2.4	Variables du champ d'un faisceau laser impulsif : (a) représentation temporelle ; (b) représentation fréquentielle.....	31
Figure 2.5	Densité spectrale de puissance de gigue temporelle de l'oscillateur Ti:Saphir Mira de Coherent [7] non asservi (1) avec une valeur RMS calculé par l'analyseur de bruit de phase sur toute la bande de fréquences illustrées de 243 kHz. Avec asservissement (2).	42
Figure 2.6	Schéma de la rétroaction.....	43
Figure 2.7	Origine des bruits lasers et leurs couplages.....	46
Tableau 3.1	Avantages (+) et inconvénients (-) des différentes géométries du milieu de gain d'oscillateurs à blocage de modes	52
Tableau 3.2	Propriétés optiques et thermomécaniques/optiques de différents milieux de gain.....	53
Figure 3.1	Schéma des niveaux d'énergie du Nd:YVO ₄ d'après [127]. Les principales transitions pour les longueurs d'onde de pompe et d'émission ainsi que la population des sous niveaux est donnée à température ambiante. Les niveaux d'énergie ont été mesurés à 77 K.....	54
Tableau 3.3	Avantages (+) et inconvénients (-) de différents milieux de gain pour un oscillateur picoseconde de forte puissance moyenne.....	55
Tableau 3.4	Avantages (+) et inconvénients (-) du type de pompage.....	57
Tableau 3.5	Comparaison de deux sources de courant peu bruyantes.....	58
Figure 3.2	Evolution temporelle de la puissance optique et des pertes dans le cas d'un blocage de modes actif et passif par absorbant saturable rapide.....	60
Tableau 3.6	Avantages (+) et inconvénients (-) des techniques de blocage de modes.....	61
Figure 3.3	Schéma de la composition d'un SESAM.....	62
Figure 3.4	Réflexivité du SESAM calculée à partir de l'équation 3.1 et des paramètres de notre SESAM pour différentes valeurs de F_{TPA} estimées à partir de [152] en fonction de la fluence des impulsions.	64
Figure 4.1	Spectre d'absorption du Nd:YAG [129].	67
Figure 4.2	La DPCH : chambre pompée par diode.....	67
Figure 4.3	(a) Fluorescence totale du cristal de Nd:YAG correspondant à l'addition des puissances mesurées aux deux extrémités du barreau ; (b) estimation de la puissance de pompe en fonction du courant de pompe.	68
Figure 4.4	Image d'une des faces du barreau de Nd:YAG à : (a) moins de 1 W de pompe ; (b) 160 W ; (c) 360 W.....	69
Figure 4.5	(a) Gain à petit signal ; (b) dépolarisation résultant de la rotation de la polarisation induite thermiquement de la DPCH.	70
Figure 4.6	Lentille thermique sans extraction de la DPCH et ajustement de type $f_{th} = a/P_{absorbée}$	71
Figure 4.7	Puissance de sortie d'un laser monomode en fonction de la température de refroidissement pour une puissance de pompe de 360 W (30A).	71
Figure 4.8	(a) Schéma de la cavité multimode ; (b) extraction pour différents coupleurs de sortie en fonction de la puissance de pompe.	72
Figure 4.9	Schéma de la cavité Nd:YAG TEM ₀₀ à blocage de modes par SESAM.....	75
Figure 4.10	Profil du mode TEM ₀₀ dans l'oscillateur à pompage radial Nd:YAG.....	76
Figure 4.11	(a) Courbe de puissance de l'oscillateur Nd:YAG pour deux tailles de diaphragme ; (b) photo du SESAM sur sa monture de cuivre.	77
Figure 4.12	Impulsions QML et CML pour deux échelles de temps : (a) μ s ; (b) ns ¹¹	77

Figure 4.13	(a) Enveloppe des impulsions dans le régime QML avant le seuil CML; (b) illustration de la zone théorique à atteindre pour obtenir le régime CML pour l'oscillateur délivrant 21,4 W. L'astérisque correspond aux tailles estimées pour cet oscillateur.....	78
Figure 4.14	(a) Profil spatial expérimental (points) et ajustement gaussien (trait plein) vertical (V) et horizontal (H) du faisceau laser après 1,2m de propagation ; (b) profil temporel expérimental (points) et ajustement gaussien (trait plein).	80
Figure 4.15	Photo de l'oscillateur Nd:YAG à pompage radial.....	81
Figure 5.1	Revue de la littérature des oscillateurs à blocage de modes passif Nd:YVO ₄ . Puissance moyenne de sortie et durée des impulsions des oscillateurs. De l'analyse de chaque publication, les oscillateurs sans SHB sont représentés par un (-) et ceux avec SHB, (+).....	82
Figure 5.2	(a) Spectres d'absorption du Nd:YVO ₄ dopé à 1 at.% pour les axes cristallographiques <i>c</i> et <i>a</i> ; (b) absorption réelle à 808 nm pour une diode avec un FWHM de 2 et 3 nm tirés de [127].....	84
Tableau 5.1	Caractéristiques de la diode 100 W à 888 nm de Coherent	85
Figure 5.3	Spectre de la diode Coherent : (a) 100W/25 °C fourni par le constructeur ; (b) 96W/25°C et 99W/19 °C pris avec un analyseur de spectre optique avec une résolution de 0,8 nm.....	87
Figure 5.4	Longueur d'onde centrale de la diode Coherent en fonction du courant de pompe et pour une température d'eau de refroidissement de 25°C.	87
Figure 5.5	(a) Puissance et longueur d'onde centrale de la diode Coherent en fonction de la température de refroidissement pour un courant de 68,5 A ; (b) puissance de la diode Coherent pour deux températures d'eau de refroidissement.	88
Figure 5.6	(a) Profil du faisceau de la diode de pompe dans l'air aux distances équivalentes à l'entrée (-8cm), au milieu (0 cm) et à la sortie du cristal (8 cm) avec des ajustement de type gaussien (bleu) ; (b) image du faisceau de pompe au point focal.	91
Figure 5.7	(a) Spectres d'absorption de trois cristaux de Nd:YVO ₄ 0,5 at.% mesurés au spectrophotomètre ; (b) pour un cristal à l'aide d'un laser large bande polarisé.....	93
Figure 5.8	Pour différentes températures et pour une diode de largeur de bande d'émission de 5,75 nm à 90% de son énergie, puissance absorbée effective pour un passage de la pompe (a) en fonction de la longueur d'onde ; (b) en fonction du courant de pompe.....	94
Figure 5.9	(a) Schéma de la cavité multimode ; (b) puissance de sortie pour la cavité de 16 cm et deux coupleurs avec transmission de 8% et 18%.	95
Figure 5.10	Principe de fonctionnement de l'HASO [187]. Schéma de l'appareil ; d'une vue en 2D de la focalisation sur quatre éléments du CCD.	97
Figure 5.11	Schéma de la mesure de la lentille thermique pour le cristal de Nd:YVO ₄	97
Figure 5.12	Lentille thermique sans extraction du cristal de Nd:YVO ₄ en fonction de la puissance de pompe absorbé. (a) mesures effectuées à l'aide de différentes méthodes et mesures de McDonagh [127] ; (b) mesures effectuées avec l'HASO [187].	98
Figure 5.13	(a) Schéma de l'oscillateur monomode continu ; (b) dessin de la monture du cristal.....	99
Figure 5.14	(a) Puissance de sortie de l'oscillateur à un passage de pompe en fonction de la transmission du coupleur de sortie ; (b) puissance de sortie et efficacités optique/optique pour un et deux passages de pompe.....	101
Figure 5.15	(a) Schéma de l'oscillateur monomode à blocage de modes. SESAM = absorbant saturable ; (b) photo du cristal dans sa monture.	102
Figure 5.16	Evolution de la taille du mode dans la cavité laser.....	103
Figure 5.17	Puissance moyenne de sortie en fonction de la transmission du coupleur de sortie : points expérimentaux et courbe donnée par l'équation 5.8.....	104
Tableau 5.2	Paramètres pour la simulation de la puissance de sortie de la cavité avec différents coupleurs de sortie.....	104
Figure 5.18	(a) Puissance moyenne de sortie en fonction de la puissance absorbée en faisant varier le courant de pompe pour le coupleur de sortie (OC) de 33%. Les régimes QML et CML sont indiqués sur le graphique. (b) Efficacités émis/absorbée et optique/optique pour le OC 33% en transmission.	105
Figure 5.19	Deux trains d'impulsions (a) et (b) obtenus avec l'oscillateur ayant un coupleur de sortie de 33% et une puissance de 41 W.....	106
Figure 5.20	Profil vertical et horizontal du faisceau de l'oscillateur avec un coupleur de 33% en transmission délivrant (a) 42 W et (c) 38W; (b) et (d) images du faisceau prises par une caméra CCD.	107
Figure 5.21	Trace d'auto-corrélation pour l'oscillateur avec un coupleur de 33% en transmission et donnant pour une puissance de pompe de 109 W (a) 45 W ; (b) 42 W.	108
Figure 5.22	Photo de l'oscillateur dans sa boîte de protection.	109
Figure 5.23	Puissance moyenne de sortie et durée des impulsions en fonction de la transmission du coupleur de sortie.	110
Figure 5.24	Trace d'auto-corrélation pour l'oscillateur avec un coupleur (a) de 38% en transmission et donnant 42 W ($P_p=109$ W) ; (b) de 5% et donnant 15 W ($P_p=109$ W).	111

Figure 5.25	Durée des impulsions en fonction du coupleur de sortie.	111
Figure 5.26	Diagramme de la simulation numérique.....	113
Figure 5.27	(a) Illustration de la réflectivité non linéaire du SESAM en fonction de la fluence des impulsions (sans absorption à deux photons) ; (b) réduction de la durée des impulsion par passage sur le SESAM pour une impulsion d'entrée d'une durée de 10 ps.....	113
Figure 5.28	Augmentation de la durée des impulsion par passage dû au rétrécissement par le gain introduit par le milieu de gain pour une impulsion d'entrée de 10 ps et 1000 passages dans le milieu de gain.....	114
Tableau 5.3	Paramètres utilisés pour les simulations numériques	115
Figure 5.29	Evolution de la durée des impulsions en fonction du nombre d'aller-retour dans la cavité, (a) pour une impulsion à l'entrée de 30 ps et pour vingt valeurs de transmission de coupleur de sortie de 0,05 à 0,6 ; (b) pour trois valeurs de durée d'impulsion à l'entrée (10, 30 et 50 ps) et trois valeurs de transmission de coupleurs de sortie (0,05 ; 0,35 et 0,6).	116
Figure 5.30	Points expérimentaux et résultats de la simulation numérique (courbes) prédisant (a) la durée des impulsions en fonction de la transmission du coupleur de sortie ; (b) la puissance moyenne de sortie en fonction de la durée des impulsions.	117
Figure 5.31	(a) Durée expérimentale (points) et résultat de la simulation prédisant la durée des impulsions avec un absorbant saturable rapide (équation 4.11 avec FWHM de [190]) en fonction de la transmission du coupleur de sortie ; (b) points expérimentaux et résultat de la simulation de la puissance de sortie de l'oscillateur en fonction de la transmission du coupleur de sortie (équation 4.10 de [190]) pour les mêmes paramètres de la cavité que (a) tirées du Tableau 5.3.	119
Figure 5.32	(a) Pertes ; (b) réflectivité de l'absorbant saturable selon différentes théories.	121
Figure 5.33	(a) Durée des impulsions expérimentale (points) et résultat des simulations (équation 4.11 avec FWHM de [190]) en fonction de la transmission du coupleur de sortie ; (b) points expérimentaux et résultat des simulations de la puissance de sortie en fonction de la transmission du coupleur de sortie (équation 4.10 de [190]) pour les mêmes paramètres de cavité que (a), selon les définitions des pertes du Tableau 5.4 et les paramètres du Tableau 5.3.....	122
Figure 5.34	Durée des impulsions en fonction de la transmission du coupleur de sortie selon la théorie de Paschotta [89] pour un absorbant saturable lent et rapide et pour différentes définitions des pertes de l'absorbant saturable selon Haus et Hönninger.	123
Figure 5.35	Durée des impulsions en fonction du coupleur de sortie pour notre équation analytique (5.35) et pour l'équation de Paschotta pour un absorbant saturable rapide.....	125
Figure 5.36	Revue de la littérature des oscillateurs à blocage de modes passif Nd:YVO ₄ . Puissance moyenne de sortie et durée des impulsions des oscillateurs. De l'analyse de chaque publication, les oscillateurs sans SHB sont représentés par un (-) et ceux avec SHB, (+). Nos résultats expérimentaux en changeant seulement de coupleur de sortie sont représentés par des carrés. L'étoile représente l'oscillateur Nd:YAG du chapitre 4. La droite représentée par (+ — +) indique un rapport puissance/durée de 1,71pJ, soit une puissance crête de 15,5 kW pour l'oscillateur de McDonagh [A].	126
Figure 5.37	La ligne continue représente la simulation de la puissance de sortie en fonction de la durée des impulsions pour notre oscillateur. Celle en petits traits représente la simulation pour l'oscillateur de McDonagh [A]......	127
Figure 5.38	Illustration de la puissance en fonction de la durée des impulsions selon l'équation 5.35 en faisant varier le g_0l de 1 à 6. Les droites représentent différentes limites de saturations du SESAM. Les carrés sont nos résultats expérimentaux et le point, l'oscillateur de McDonagh [99].....	128
Figure 5.39	(a) Transmission optimum du coupleur de sortie et nombre de fois où le SESAM est saturé en fonction de g_0l ; (b) puissance et durée au coupleur optimum en puissance en faisant varier le g_0l de 2,5 à 6.	129
Figure 5.40	Puissance moyenne de sortie en fonction de la puissance absorbée en faisant varier le courant de pompe pour le coupleur de sortie (OC) de 8%. Les régimes QML et CML sont indiqués sur le graphique.	131
Figure 5.41	(a) Résultats des mesures de M^2 avec coupleur 8% ; (b) illustration du faisceau en champ lointain pris avec une caméra CCD pour l'oscillateur 24 W - 15 ps ainsi qu'un profil spatial dans l'axe vertical avec un ajustement de type gaussien.....	132
Figure 5.42	Résultats des mesures de M^2 avec le ModeMaster de Coherent [182], pour l'oscillateur 21 W - 15 ps.....	133
Tableau 6.1	Paramètres d'accord de phase du cristal de LBO (Lithium Triborate) type I NCPM	137
Figure 6.1	Simulation selon deux modèles [204,205] de l'efficacité de doublage pour une puissance crête de 16 kW en fonction du rayon du faisceau dans le cristal doubleur de LBO pour un cristal d'une longueur de 22 mm.	138
Figure 6.2	(a) Image du faisceau à 1064nm de l'oscillateur délivrant 23 W (déformée par les filtres de densité neutre devant la caméra) ; (b) du faisceau doublé à 532 nm donnant 15,8 W. ($P_p=108$ W, $T^\circ\text{eau}=15^\circ\text{C}$)......	138

Figure 6.3	(a) Puissance à 532 nm ; (b) efficacité de conversion en fonction de la puissance injectée à 1064 nm dans le LBO. ($P_p=108$ W ; $T^{\circ}\text{eau}=16,5^{\circ}\text{C}$.) Dernier point (losange ouvert) : maximum obtenu sans atténuateur variable. ($P_p=108$ W, $T^{\circ}\text{eau}=15^{\circ}\text{C}$.).....	139
Figure 6.4	Illustration des spectres d'émission du Nd:YAG et du Nd:YVO ₄	140
Figure 6.5	(a) – encart : simulation de la taille du TEM ₀₀ dans une cavité courte avec lentille thermique de 25 cm ; (a) courbe d'extraction de la cavité courte pour une température de refroidissement de 30°C et un coupleur de sortie de 18% ; (b) optimisation de la puissance de sortie avec la température de refroidissement des diodes.	141
Figure 6.6	(a) Puissance moyenne de la cavité courte en fonction du courant de pompe pour différents coupleurs de sortie ; (b) $-\ln(\text{réflectivité du coupleur})$ en fonction de la puissance de pompe seuil pour chaque coupleur.....	142
Figure 6.7	Taille du faisceau de sortie de l'oscillateur de 40W en fonction de la distance du coupleur de sortie.	143
Figure 6.8	Pour deux tailles différentes de faisceau à l'entrée de l'amplificateur et un coupleur de 33%, (a) puissance de sortie en fonction de la puissance injectée ; (b) gain de l'amplification en fonction de la puissance d'entrée.	143
Figure 6.9	(a) Puissance de sortie en fonction de la puissance injectée ; (b) gain de l'amplification en fonction de la puissance d'entrée pour une taille de 2,1 mm à $1/e^2$ à l'entrée de l'amplificateur et un coupleur de 8%.	144
Figure 7.1	Spectre radiofréquence de l'oscillateur Nd:YVO ₄ : en fonctionnement (a) CW-40W ; (b) QML-29W ; (c) CML pour un coupleur de sortie de 33%-39W ; (d) CML pour un coupleur de sortie de 8%-21W, fenêtre de fréquence de 1 MHz, résolution 2kHz.....	149
Figure 7.2	Spectres (a) QML-29W et (b) CML-40W avec une bande de 20 MHz et une résolution de 20 kHz mesurés avec le RSA-3408B de Tektronix ; (c) CML-40W avec une bande de 20 MHz (RBW 20kHz et 10dB/div) et (d) 200 MHz (RBW 51kHz et 10dB/div) mesurés avec le MXA de Agilent. .	150
Figure 7.3	Signal RF de l'oscillateur Nd:YVO ₄ délivrant une puissance moyenne de 40 W (fenêtre 2 MHz ; résolution et bande vidéo de 51Hz;) mesuré avec le MXA et une photodiode de 1 ns de temps de montée.....	151
Figure 7.4	(a) Fréquence des oscillations de relaxation et évolution en fonction de la puissance moyenne du laser ; (b) g_{ol} calculé avec l'équation 7.1 en fonction de la puissance moyenne du laser pour chaque point de (a).	151
Figure 7.5	Spectres RF du Cheetah-X de Time-Bandwidth [98].	152
Figure 7.6	Densité spectrale de puissance (DSP) du plancher de la mesure, mesuré à 91 MHz, avec une photodiode de 1 ns de temps de montée et l'analyseur de spectre RSA-3308A.....	154
Figure 7.7	Spectres RF obtenus pour 5 largeurs différentes de fenêtres de fréquence pour l'oscillateur Genki.	155
Figure 7.8	Spectres de bruits à la fréquence de répétition du Genki de la compagnie OneFive donnés par les deux méthodes (a) par les spectres RF ; (b) mode « phase noise » ; (c) superposition de (a) et (b).	156
Figure 7.9	Comparaison entre des spectres de bruits à la fréquence de répétition de l'analyseur de spectre (rouge-haut) et les différentes mesures de gigue temporelle faites par l'analyseur de bruits de phase pour l'oscillateur Genki (bas).	157
Tableau 7.1	Caractéristiques des différents oscillateurs.....	158
Figure 7.10	Spectre de bruits à la fréquence de répétition de différents oscillateurs en comparaison avec le spectre de bruits de l'oscillateur Genki (rouge) de la compagnie One-Five : (a) Aurore ; (b) Femtosource ; (c) Rainbow ; (d) Proto T-pulse.....	159
Figure 7.11	Spectres de bruits (a) CML à 40 W ; (b) CML-39 W avec un autre alignement ; (c) CM-39W avec un troisième alignement; (d) spectre de (c) avec le spectre du Genki (rouge).	160
Figure 7.12	Spectre de bruits de l'oscillateur CW-40W(noir) superposé à celui du CML-39W (gris). 161	
Figure 7.13	(a) Spectre de bruits de l'oscillateur CML-32W (noir) superposé aux spectres du CML-39W (bleu) ; (b) spectre de bruit de l'oscillateur QML-29W.....	162
Figure 7.14	(a) Spectres de bruits de l'oscillateur CML-21W/($P_p=104$ W) ; (b) spectres de bruits oscillateur CML-21W/($P_p=109$ W) avec le coupleur de sortie de 8%.	163
Figure 7.15	Comparaison du spectre de bruits de l'oscillateur Nd:YVO ₄ CML-21W/($P_p=104$ W) (noire) (a) avec celui de l'oscillateur CML-39W/($P_p=104$ W) ; (b) avec l'oscillateur Genki (rouge).	163
Figure 7.16	Train d'impulsions d'un oscillateur 40 W avec un alignement peu soigné (a) et son analyse FFT par l'oscilloscope (c) ; train d'impulsions (b) et FFT (d) par l'oscilloscope pour un bon alignement de l'oscillateur 21 W.	165
Figure 7.17	Graphiques du signal RF avec une fenêtre de 50kHz (RBW 100Hz) (a) de l'oscillateur Nd:YVO ₄ CML-39W/($P_p=104$ W) (noir) et du Genki (gris) ; (b) CML-21W/($P_p=104$ W).	167
Figure 7.18	Spectres de bruits tirés de [80] pour un Millenia (noir) et pour un Verdi (rouge).	168

Figure 7.19	(a) Spectres RF (50kHz/20Hz) pour un oscillateur CML-20W avec le coupleur 8% ; (b) spectre de bruits de l'oscillateur Nd:YVO₄ CML-20W avec le spectre du plancher de mesure de bruit (gris-mauve).....	169
Figure 7.20	Comparaison du nouveau spectre de bruits de l'oscillateur Nd:YVO₄ CML-20W/(P_p=104W) (noire), avec (a) ceux de l'oscillateur CML-21W/(P_p=104W) (gris) et du Genki (rouge) ; (b) avec l'oscillateur Femtosource (violet).	170
Figure 7.21	Comparaison du spectre de bruits de l'oscillateur Femtosource (violet) avec le bruit plancher de la mesure.	170
Figure 7.22	Comparaison des valeurs RMS de bruits à la fréquence de répétition par décade de (a) l'oscillateur Genki ; (b) de l'oscillateur Femtosource S20 ; (c) de l'oscillateur Nd:YVO₄ CML-39W ; (d) CML-21W avant la réduction du bruit ; (e) CML-20W après la réduction du bruit avec leurs valeurs de plancher de mesure de bruit respectif.	172
Tableau 7.2	Valeurs numériques du bruit à la fréquence de répétition en % RMS pour chaque décade pour différents oscillateurs.	172
Figure 7.23	Valeurs de bruits RMS à la fréquence de répétition par décade, de l'oscillateur Nd:YVO₄ CML-20W doublé en fréquence délivrant 14 W avec les valeurs de bruits du plancher de mesure de bruit.	174
Tableau 7.3	Valeurs numériques relatives en %RMS du bruit à la fréquence de répétition d'un oscillateur émettant à 1064 nm puis doublé en fréquence à 532 nm.	175
Figure 7.24	(a) Comparaison des spectres de bruits de l'oscillateur Nd:YVO₄ CML-20W à la fréquence de répétition (noire) à sa dixième harmonique (rouge) et à sa vingtième harmonique (bleu) ; (b) zoom de la partie 10Hz-1kHz de (a).	177
Figure 7.25	Valeurs RMS de bruits de gigue temporelle par décade, calculée à partir de la vingtième harmonique de la fréquence de répétition, de l'oscillateur Nd:YVO₄ CML-20W, de même que les valeurs de plancher de mesure de bruit.....	178
Figure 7.26	Images des spectres RF de la fréquence de répétition du laser Nd:YVO₄ CML-20W dans le temps. Fenêtre/NBW, durée : (a) 250Hz/783 mHz, 9 minutes ; (b) 100Hz/313mHz, 1 minute.	179
Figure 7.27	Reconstitution de spectres RF de la fréquence de répétition du laser Nd:YVO₄ CML-20W dans le temps. Sur une durée de (a) 1h20 ; (b) agrandissement d'une tranche de 5 minutes. Le code des couleurs correspond à l'intensité du signal.....	180
Tableau 8.1	Cahier des charges pour la partie laser pour une machine de production de rayonnement X et performances obtenues dans ce travail.....	182

Liste des symboles et des sigles

Liste des symboles

A	Aire
A_{ns}	Pertes non saturable de l'absorbant saturable
$ABCD$	Eléments des matrices de simulation de la propagation de faisceau
α	Coefficient d'absorption
c	Vitesse de la lumière
Δx	Ecart/déviaton sur x ou largeur de x
δ_x	Bruit sur le paramètre x
δ	Pertes (notation delta)
$E / E_p / E_{sat}$	Energie / Energie des impulsions / Energie de saturation
f_{th}	Focale thermique
F	Finesse d'un Fabry-Perot
F_p	Fluence de l'impulsion
F_{sat}	Fluence de saturation (de l'absorbant saturable ou du milieu de gain)
F_{TPA}	Paramètre de l'absorption à deux photons
$f / f_{rep} / f_{ro}$	Fréquence / Fréquence de répétition / Fréquence des oscillations de relaxation
$G / g_0 l$	Gain / Gain non saturé petit signal par passage dans le milieu de gain
Gr	Grandissement
γ	Facteur de Lorentz
h	Constante de Planck
I / I_s	Intensité / Intensité de saturation
φ	Phase
L ou l	Pertes de la cavité autre que le coupleur de sortie, pour un aller
λ	Longueur d'onde optique
m	Paramètre de stabilité d'une cavité
M^2	Paramètre de la mesure de la qualité d'un faisceau
N_{sat}	Nombre de fois où l'absorbant saturable est saturé
n	Indice de réfraction d'un milieu
ν ($h\nu$)	Fréquence optique (Energie d'un photon)
P / P_p	Puissance / Puissance de pompe
P_{int}	Puissance intra-cavité
P_{sat}	Puissance de saturation
r	Paramètre de pompe définit comme le ratio entre P_p et P_p seuil
R	Réflexivité
R_{ns}	Réflexivité non saturable de l'absorbant saturable
ΔR	Profondeur de modulation de l'absorbant saturable
S_x	Densité spectrale de puissance de x
σ	Section efficace
T	Transmission
T_R	Temps aller-retour dans la cavité (temps entre deux impulsions)
t_A	Temps de recouvrement d'un absorbant saturable
τ_p	Durée des impulsions
τ_g	Temps de vie du niveau supérieur laser
$\Delta\omega_a$	Largeur de la bande de gain
ω	Rayon d'un faisceau gaussien à $1/e^2$
x, y, z	Paramètres d'espace
Z_r	Zone de Rayleigh

Liste des sigles et unités

<i>A</i>	Ampère
AR	Anti-Reflet
CARS	« Coherent anti-Stokes Raman Scattering » (Diffusion Raman cohérente anti-Stokes)
CEO	« Carrier-Envelop Offset » (Décalage de la porteuse sous l'enveloppe)
CEP	« Carrier-Envelop Phase » (Phase de la porteuse sous l'enveloppe)
CML	« Continuous wave Mode-Locking » (Blocage de modes en continu)
CW	« Continuous Wave » (Ondes continues)
<i>dB</i>	Décibel
DPCH	« Diode Pumped CHamber » (Chambre de pompage radial)
DSP	Densité spectrale de puissance (PSD en anglais « Power Spectral Density »)
<i>eV</i>	Electron-volt
FWHM	« Full Width at Half Maximum » (Pleine largeur à mi-hauteur)
<i>fs</i>	Femtoseconde
ISL	Interval spectral libre
HASO	Hartmann Analyseur de Surface d'Onde
HR	Haute Réfexion
HT	Haute Transmission
<i>Hz</i>	Hertz
<i>J</i>	Joule
MOPA	« Master Oscillator Power Amplifier » (Oscillateur maître, amplificateur de puissance)
NA	« Numerical Aperture » (Ouverture numérique)
Nd:YAG	Cristal de « Yttrium Aluminium Garnet » (Grenat d'Yttrium-Aluminium : $Y_3Al_5O_{12}$) dopé Néodyme
Nd:YLF	Cristal de Yttrium Lithium Fluorite dopé Néodyme
Nd:YVO ₄	Cristal de Yttrium Vanadate Oxyde dopé Néodyme, souvent appelé laser Vanadate
NBW	« Noise BandWidth » (Largeur de bruit)
NCPM	« Non Critical Phase Matching » (Accord de phase non critique)
OC	« Output coupler » (Coupleur de sortie)
OPO	« Optically Pumped Oscillator » (Oscillateur pompé optiquement)
OR	Oscillations de relaxation
<i>ps</i>	Picoseconde
QML	« Q-switch Mode-Locking » (Blocage de modes déclenché)
RBW	« Resolution BandWidth » (Largeur de résolution)
RF	Radiofréquence
RGB	« Red-Green-Blue » (Rouge-vert-bleu)
RMS	“Root-mean-square” (Racine carré de la moyenne)
ROC	« Radius Of Curvature » (Rayon de courbure)
SESAM	« SEMiconductor Saturable Absorber Mirror » (Miroir à absorbant saturable à base de semi-conducteurs.)
SHB	« Spatial Hole Burning » (Brûlage spatial de trous)
TEM	Transverse Electro-Magnétique
Ti:Saphir	Cristal de saphir dopé Titane
<i>W</i>	Watt
Yb	Ytterbium
Yb:Lu ₂ O ₃	Cristal d'oxyde de Lutécium dopé Ytterbium
Yb:YAG	Cristal de Yttrium Aluminium Garnet dopé Ytterbium

Introduction

50 ans.

Il y a 50 ans, le laser naissait. Aboutissement d'une véritable course de recherche et de travail, l'invention fabuleuse de Theodore Maiman, un laser à ruby dont le schéma simple tient sur un quart de page du cahier de laboratoire daté du 16 mai 1960, a déclenché une véritable révolution technologique et scientifique. Un principe simple combiné à une expérience facilement reproductible a permis une rapide diffusion mondiale et, en écoutant les acteurs encore vivants tels que Townes, Bloembergen, Byer et autres Siegmann, cet objet, simple, a ouvert soudainement un champ totalement inexploré et vierge où tout était à découvrir, à construire, à conceptualiser et à imaginer. 50 ans n'ont pas suffi pour faire cesser cette fascination pour le laser, à la fois si mystérieux et si familier dans l'imaginaire collectif. Du rayon de la mort à ses applications discrètes dans notre vie de tous les jours, le spectre de ses applications n'a cessé de se développer. Les scientifiques, les ingénieurs et même les artistes se sont immédiatement emparés de cet outil formidable et 50 ans de développements, d'innovations et de découvertes sur le laser et par le laser n'ont pas émoussé sa capacité à créer de nouvelles technologies pour de nouvelles applications au service de la société.

115 ans se sont aussi passés depuis la découverte du rayonnement X le 8 novembre 1895 par Wilhelm Conrad von Röntgen, expérience rapidement reproduite par Bergonier à Bordeaux. La première radiographie de la main de Anna Bertha von Röntgen, 8 jours avant la publication, a donné lieu à une révolution presque instantanée puisque immédiatement, des cabinets en radiographie médicale ont vu le jour. Les applications thérapeutiques furent aussi immédiates et moins d'un an après leur découverte, les premières tentatives de soins de tumeurs et de cancers étaient réalisées, annonçant les débuts de la radiothérapie. Au prix de sacrifices de médecins, de personnels soignants, de manipulateurs, des progrès dans les calculs de doses admissibles ont été menés et restent toujours d'actualité. La radiothérapie a montré que ces rayons X pouvaient aussi soigner et leurs bienfaits sont incontestables. Hors médecine, les rayons X sont aussi massivement utilisés dans des applications aussi diverses que le contrôle de conteneurs aériens et maritimes, l'analyse de défauts structurels, l'analyse des peintures, etc. Actuellement, le rayonnement X utilisé pour ces applications provient de tubes à rayon X, de synchrotrons et d'accélérateurs.

Il est difficile de déterminer une date exacte où les premiers rayons X générés par laser ont été obtenus. Mais le développement des sources lasers picosecondes [1] et surtout femtosecondes [2,3] dans les années 80-90 a permis à toute une communauté d'étudier la génération de rayonnement X par des impulsions lasers ultra-brèves et intenses [4]. Cependant, les très faibles efficacités de conversion associées à des cadences de répétition basses, font que les flux de rayons X générés sont insuffisants pour en envisager objectivement des applications directes hors du laboratoire.

Le travail de la thèse présentée ici s'inscrit dans un projet global ambitieux nommé ThomX. L'objectif de ThomX est de réaliser une machine compacte de rayonnement X dur de haute puissance moyenne pour des applications sociétales. Sous certaines conditions, la collision entre des paquets d'électrons et des impulsions laser permettrait de produire par diffusion Compton un rayonnement X monochromatique à haut flux. La particularité rendant ce rayonnement très intéressant est son caractère monochromatique pour l'émission dans l'axe des électrons et cette particularité est très demandée, entre autres, par les médecins pour des applications radiologiques. En effet, les médecins ne disposent actuellement que de sources,

les tubes à rayons X, qui produisent un rayonnement X polychromatique et faiblement directionnel. Une source monochromatique leur permettrait alors, par exemple, de réduire la dose de rayonnement X reçue par le patient lors de la radiothérapie et ouvrirait des possibilités importantes aux techniques dites de « Intensity Modulated RadioTherapy » [5], ou de « CyberKnife ».

Afin d'atteindre les flux de rayonnement X désirés, des calculs [6] ont permis d'établir que la puissance moyenne du laser impulsif à atteindre serait de une à plusieurs centaines de kilowatt. Pour parvenir à ces niveaux de puissances, le laser pourrait être amplifié passivement à l'aide d'une cavité Fabry-Perot de haute finesse. Afin d'atteindre les puissances requises, le laser injecté devrait alors délivrer de fortes puissances moyennes de plusieurs dizaines de Watt. De plus, comme il s'agit d'entrer en collision avec des paquets d'électrons d'une durée approximative de 10 ps, la durée des impulsions lasers devra être du même ordre de grandeur. Enfin, les efficacités de couplage entre le laser et la cavité Fabry-Perot dépendent fortement des bruits du laser. Il est alors nécessaire de disposer d'un laser picoseconde à haute puissance moyenne et peu bruyant.

Pour atteindre cet objectif, deux stratégies sont possibles. La première est de disposer d'un oscillateur peu bruyant de faible puissance et d'utiliser des stratégies d'amplification à fort gain plus ou moins compliquées afin d'atteindre la puissance requise. La seconde solution consiste quant à elle à utiliser un oscillateur de forte puissance moyenne suivi d'amplificateurs à faible gain. Nous avons opté pour la deuxième approche estimant cette configuration beaucoup plus simple et donc plus robuste que la première. Au-delà des choix technologiques qui seront fait, une question se pose alors, à savoir si un oscillateur de forte puissance moyenne est nécessairement plus bruyant qu'un oscillateur de faible puissance.

Pour répondre à cette question, nous avons souhaité développer notre propre oscillateur à haute puissance moyenne. Outre l'économie importante, l'intérêt principal de réaliser son propre oscillateur réside dans la possibilité de pouvoir le modifier (son architecture, son ingénierie ou ses composants) comme nous le souhaitons. Le développement de tels oscillateurs est le sujet de cette thèse.

Ce manuscrit rapporte donc les travaux effectués pour développer un oscillateur de forte puissance moyenne à faibles bruits pour l'injection dans un Fabry-Perot en vue de la production de rayonnement X monochromatique par une source compacte. Au premier chapitre, une revue plus complète des motivations de ce travail ainsi que les objectifs précis pour les caractéristiques du laser sont discutés. Le deuxième chapitre aborde le concept de bruits laser comprenant leurs origines, leur diversité, leur couplage et leur mesure. Le troisième chapitre est alors consacré aux choix technologiques afin d'atteindre les objectifs concernant le laser. Une fois la stratégie déterminée, le chapitre quatre rapporte les résultats expérimentaux d'oscillateurs avec un milieu de gain de Nd:YAG. Le chapitre cinq expose quant à lui les résultats expérimentaux d'oscillateurs avec un milieu de gain de Nd:YVO₄. Au chapitre six, les résultats de conversion de fréquence et d'amplification de l'oscillateur Nd:YVO₄ sont rapportés. Enfin, le chapitre sept est consacré aux mesures de bruits de l'oscillateur Nd:YVO₄ en comparaison avec d'autres oscillateurs et à la réduction des bruits. Une conclusion résumera l'ensemble de ces travaux et abordera les perspectives de ce projet.

Chapitre 1 Source de rayonnement X compacte par effet Compton

1.1 Pourquoi une source compacte de rayonnement X ?

1.1.1 Applications d'une source compacte

Une machine de production de rayonnement X monochromatique, compacte, énergétique et pouvant fournir différents flux peut avoir plusieurs applications dans l'industrie, la biologie, le médical ou la conservation du patrimoine (voir par exemple une description plus détaillée dans la référence [7]). Pour l'industrie, la principale application serait de pouvoir disposer d'une source de rayonnement X compacte pour l'imagerie tomographique de pièces produites afin de détecter des défauts ou des faiblesses. Pour la biologie, il s'agirait de faire de l'imagerie [8,9] ou de la cristallographie de protéines [10].

Les applications médicales d'une telle machine de rayonnement X monochromatique, compacte, à flux moyen (10^{11} photons X/sec) sont également nombreuses. Citons tout d'abord que l'imagerie [11,12] à contraste de phase ou le repérage de tumeurs serait possible dans le cadre des mammographies [13,14]. D'autres part, une machine compacte à plus haut flux (10^{13} - 10^{14} photons X/sec) permettrait de traiter des cancers [15,16]. L'enthousiasme des médecins à l'égard de ce projet vient surtout de leur intérêt pour une source de rayonnement X monochromatique, à une énergie précise et modulable (par l'ajustement de l'énergie des électrons) et pouvant être installée dans un hôpital. L'énergie précise du rayonnement X permet en effet une interaction préférentielle dans les zones où un agent a été injecté, dans une tumeur par exemple. Grâce à cet avantage, il leur sera possible de délivrer des doses de rayonnement X moindres à leur patient, puisqu'il n'y aura pas de rayonnement X à d'autres énergies qui ne participent pas à l'interaction souhaitée. De cette façon, il sera beaucoup plus efficace de traiter les cancers, en causant moins de dommage aux tissus sains autour de la tumeur et en limitant la dose de rayonnement X reçue par le patient.

Dans le cadre de la conservation du patrimoine, il s'agirait de fournir un flux moyen à l'aide d'une machine compacte dont l'énergie des photons X serait accordable pour que des musées puissent en faire l'acquisition [17]. L'analyse des œuvres d'arts par rayonnement X est une application des méthodes d'analyse non destructive qui permet, entre autres, de retrouver quels pigments ont été utilisés dans une peinture [18], ce qui peut aider à la datation de l'œuvre d'art, à déterminer les techniques employées et à son attribution. Cette technique permet aussi d'étudier s'il n'y a pas eu une utilisation antérieure de la toile autre que la peinture finale. Ainsi, une peinture cachée derrière une autre peinture peut être étudiée et le rayonnement X à flux moyen permet d'en reconstituer les couleurs [19]. Outre la motivation scientifique, des musées seraient aussi intéressés par une source compacte de rayonnement X pour des raisons économiques. Cet intérêt vient du fait que pour sortir une œuvre d'art de leurs murs, il leur faut payer une assurance calculée sur le coût d'évaluation de l'œuvre d'art,

1. Source de rayonnement X compacte par effet Compton

en plus des coûts de transport et de sécurité. Certains grands musées seraient donc intéressés par l'acquisition d'une machine compacte pouvant être installée dans leurs murs.

1.1.2 Principe des sources compactes de rayonnement X

L'idée d'une source compacte de rayonnement X par diffusion Compton, résultant de la collision d'impulsions laser et de paquets d'électrons, a été suggérée il y a déjà plusieurs années [20,21,22]. Depuis, les rapides avancées sur les lasers et les technologies des accélérateurs ont conduit de nombreuses équipes à explorer la réalisation de telles machines.

Pour l'instant, des sources de rayonnement X énergétiques par effet Compton sont disponibles sur des synchrotrons ou des accélérateurs avec des lasers plus ou moins énergétiques continus [23,24] ou impulsionnels [25]. Cependant, ces instruments, incluant la source synchrotron, comportent certains désavantages comme le coût, la taille, la disponibilité et l'obligation de s'y déplacer pour utiliser le rayonnement X. Par contre, comme des applications sur site sont souvent requises, le schéma compact délivrant un rayonnement X monochromatique impulsionnel proposé [20,21,22] comporte de nombreux avantages comme une taille réduite et un coût inférieur.

Ce schéma compact de production de rayonnement X, et/ou la source laser associée, est actuellement étudié par plusieurs équipes [26,27,28,29,30,31,32,33,34,35,36,37], avec différentes énergies d'électron et énergies laser, donnant des machines plus ou moins compactes et plus ou moins à haut flux de rayonnement X (de $\sim 10^4$ à $\sim 10^{13}$ photons X/sec sur 10% de la bande d'énergie des photons X). Ce principe a entre autres donné lieu à une étude détaillée au SLAC (« Stanford Linear Accelerator Center ») [10]. La source du SLAC utilise l'amplification passive du laser dans une cavité Fabry-Perot [38,39] afin d'augmenter la puissance moyenne disponible pour l'interaction Compton. La « Source de Lumière Compacte » (« CLS : Compact Light Source ») développée à la suite des travaux de Loewen [10] est maintenant achevée [8]. Cependant, cette source, comme plusieurs autres sources, possède des flux de rayonnement X trop faibles pour certaines applications.

Ainsi, comme le nombre de rayons X est proportionnel au nombre de photons par impulsions [10], il sera nécessaire d'avoir un laser de très forte puissance moyenne, injecté dans un Fabry-Perot de haute [40] et même de très haute finesse [41,42,43], afin d'atteindre les puissances moyennes requises pour la production de haut flux de rayonnement X, 10^{13} et jusqu'à 10^{14} X/sec. De plus, comme la durée des paquets d'électrons sera de l'ordre de la dizaine de picosecondes, il sera nécessaire d'avoir des impulsions laser également de l'ordre de la dizaine de picosecondes [7].

En France, une étude préliminaire à un projet de source compacte de rayonnement X monochromatique à haut flux a été financée par l'Institut national du Cancer en 2005-2006. Cette étude a permis de démontrer [6], à l'aide de simulations numériques, que les haut flux (10^{13} X/sec) souhaités pour certaines applications pouvaient être atteignables avec des technologies existantes, mais que certains points technologiques précis devaient être explorés, afin de valider les principes physiques. Devant les résultats encourageants de cette étude, une large collaboration (CELIA, Institut Néel, Centre de Recherche et de Restauration des Musées de France, Synchrotron Soleil, LAL, Thales, LOA, Université Bordeaux 1 et Université Paris-Sud 11) s'est organisée afin de concevoir une machine compacte de rayonnement X et de lever les incertitudes technologiques restantes.

La machine a été découpée en plusieurs sous-ensembles : les électrons, la cavité Fabry-Perot et le laser. Le dimensionnement de la partie des électrons fait l'objet d'une collaboration très

1. Source de rayonnement X compacte par effet Compton

active depuis environ 2 ans entre le LAL et le Synchrotron Soleil. Elle vise la mise en place de la production de paquets d'électrons et de leur recyclage à l'aide d'un anneau de stockage basse énergie. La partie Fabry-Perot est gérée par une équipe de recherche du LAL (PLIC : « Pulse Laser Injected Cavity »). Elle sera en charge de mettre en place une cavité d'amplification passive (Fabry-Perot), afin d'atteindre les puissances moyennes désirées avant la collision avec les électrons. Cette équipe travaille depuis déjà plusieurs années à injecter des lasers impulsions dans des cavités Fabry-Perot de très haute finesse (un Fabry-Perot d'une finesse de 30 000 a été démontré à ce jour). Elle possède donc une grande expertise dans la conception de cavités de très haute finesse, de l'injection du laser dans ces cavités et de l'asservissement entre la cavité Fabry-Perot et la cavité laser pour obtenir de bonnes performances de couplage. La partie laser, avec la réalisation d'un oscillateur et son amplification, a donné lieu à une collaboration entre Thales Laser (maintenant Thales Optronique S.A.) et le CELIA, qui ont décidé de mettre en place une thèse CIFRE pour étudier le développement d'un oscillateur laser impulsions de forte puissance moyenne et à faibles bruits pour le couplage dans une cavité Fabry-Perot.

En résumé, la collaboration a mis en place le projet ThomX [44], qui a comme objectif de produire une source de rayonnement X compacte (10m x 7m), monochromatique, à haut flux (10^{11} - 10^{14} X/sec dans 10% de la bande d'énergie) et possédant une énergie de rayonnement X accordable (50-90 keV).

1.2 Génération du rayonnement X

Nous présenterons tout d'abord les principes physiques de l'émission de rayonnement X sur lesquels est basée le projet ThomX

1.2.1 Diffusion Compton et source compacte

Nos travaux sur des lasers picoseconde, à haute puissance moyenne et de faibles bruits sont motivés par l'utilisation de ce laser comme élément essentiel d'une source compacte, à haut flux et monochromatique de rayonnement X. Le rayonnement X sera obtenu par diffusion Compton lors de la collision d'impulsions laser avec des paquets d'électrons d'une durée de quelques picosecondes. Un schéma du principe de la diffusion Compton est illustré en Figure 1.1. Dans ce schéma, les photons laser rencontrent les électrons avec un angle faible par rapport à une collision à 180° , qui sera d'environ 2° dans le projet ThomX. Le rayonnement X monochromatique est émis de façon privilégiée dans la direction de propagation des électrons. On parle aussi de diffusion Thomson, d'où le nom du projet, pour un cas particulier de la diffusion Compton dans un régime quasi-élastique.

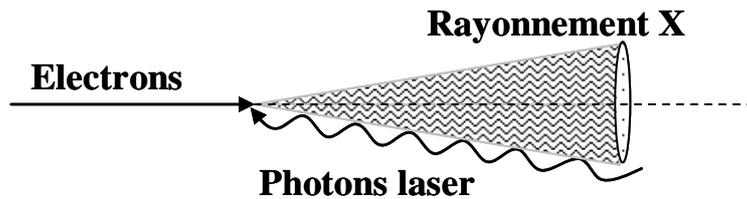


Figure 1.1 Schéma de la diffusion Compton.

La Figure 1.2 illustre le schéma de la source compacte de rayonnement X du projet ThomX [45]. Le sous-ensemble des « électrons » du dispositif est composé d'un canon radio fréquence, d'un accélérateur linéaire et d'un anneau où circulent les électrons. Comme la diffusion Compton est très inefficace, les électrons sont recyclés en étant stockés dans l'anneau. Cette partie concernant l'accélération des électrons dépassant largement le sujet de ce manuscrit, les détails ne seront pas exposés ici.

Les photons lasers proviennent d'un laser amplifié passivement dans une cavité Fabry-Perot à quatre miroirs. Le point de collision entre les photons et les électrons se situe à l'intérieur de la cavité Fabry-Perot. Les deux paquets se rencontrent avec un angle faible, ce qui permet de faire sortir le rayonnement X sans qu'il ait besoin de traverser les miroirs du Fabry-Perot. Le rayonnement X sort de la cavité Fabry-Perot dans la direction de propagation des électrons, alors que les électrons qui n'ont pas participé à l'interaction Compton, sont recyclés dans l'anneau et les photons qui n'ont pas participé à l'interaction sont recyclés par la cavité Fabry-Perot.

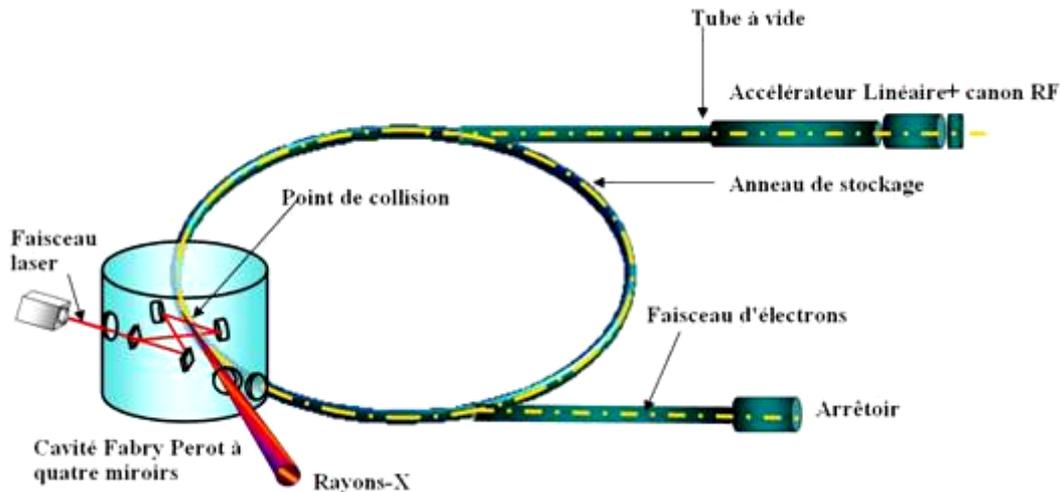


Figure 1.2 Architecture de la machine compacte de production de rayonnement X [45].

En ce qui concerne la partie laser et Fabry-Perot, la spécification technique des besoins vient d'une part, des exigences quant à l'énergie et au flux de rayonnement X souhaités et d'autre part, sur la possibilité de relâcher au maximum les contraintes sur la partie des électrons, afin de réduire les coûts de la machine, puisque c'est la partie « électrons » qui est la plus coûteuse à mettre en place.

Deux caractéristiques souhaitées pour le rayonnement X vont influencer les paramètres laser requis :

- 1- l'énergie du rayonnement X souhaitée : jusqu'à 90 keV
- 2- le flux de photons X à atteindre : 10^{13} X/sec.

1.2.2 Energie du rayonnement X

Pour une collision frontale entre les électrons et les photons (angle d'interaction de 180°), l'énergie maximale du rayonnement X est déterminée par la relation suivante [10] :

$$E_{X \max} = 4\gamma^2 E_{\text{photons}} \quad 1.1$$

où γ est le facteur de Lorentz déduit de l'énergie des électrons par :

$$\gamma = \frac{\text{énergie de l'électron [MeV]}}{\text{masse au repos d'un électron [MeV]}} \quad 1.2$$

La masse au repos de l'électron est de 0.511 MeV. L'énergie du rayonnement X est donc directement proportionnelle à celle des photons incidents. Comme l'énergie des photons est donnée par :

$$E_{\text{photon}} = hc/\lambda \quad 1.3$$

où h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière et λ est la longueur d'onde des photons, plus la longueur d'onde des photons incidents est basse, plus l'énergie des photons diffusés est élevée.

Nous devons prendre en considération la réglementation stipulant que, pour que la machine à rayonnement X ne soit pas classée en INB (Installation Nucléaire de Base), qui demande des conditions de radioprotection accrues, l'énergie des électrons ne doit pas dépasser 50 MeV, alors que pour une énergie de photons diffusés de 90 keV, les équations 1.1 à 1.3 permettent de conclure que le laser doit avoir une longueur d'onde d'environ 532 nm (avec des électrons à 49,8 MeV). Le chiffre exact de 532 nm s'applique évidemment aux lasers Nd:YAG et Nd:YVO₄ doublé en fréquence. Ceci n'exclut en rien la possibilité de recourir à un autre milieu laser comme le Nd:YLF (526,5 nm doublé) ou un matériau laser dopé à l'ion Yb (515 nm doublé).

1.2.3 Flux du rayonnement X

Le flux de rayonnement X de la diffusion Compton peut être déterminé de manière approximative et sur toute la bande de longueurs d'ondes par la relation suivante :

$$\text{FluxX} \approx \frac{\text{Nombre d'électrons} * \text{Nombre de photons laser} * \sigma_{th} * \text{taux de répétition}}{\text{Surface d'interaction}} \quad 1.4$$

où σ_{th} est la section efficace de la diffusion Thomson ($6,65 * 10^{-29} \text{ m}^2$). Pour les laséristes, cette formule peut être réécrite de la manière suivante :

$$\text{FluxX} \approx \frac{\text{Nombre d'électrons} * \text{Puissance moyenne laser} * \sigma_{th}}{\text{Surface d'interaction} * \text{Energie par photon}} \quad 1.5$$

A l'aide de cette formule, nous pouvons définir trois possibilités pour augmenter le flux de rayonnement X :

1- Augmenter la longueur d'onde (diminuer l'énergie) des photons.

Cette solution n'est pas envisageable car ce paramètre fixe par le fait que l'énergie des photons diffusés doit être élevée (voir la section 1.2.2).

2- Diminuer la surface d'interaction.

Cette possibilité est certes favorable, puisque, comme la section efficace de l'interaction est très faible, augmenter le nombre de photons et d'électrons par unité de surface augmente le flux de rayonnement X. Cependant, cette solution a ses limites puisque cette condition est fixée par la capacité des électrons à se focaliser sur une surface de petite taille, sur toute la longueur d'interaction, fixée au minimum par la durée du paquet. Cette surface minimale est liée à la notion d'émittance du paquet d'électrons, c'est-à-dire l'analogie à la notion d'étendue géométrique en optique ; l'émittance est généralement limitée par des effets de charge d'espace dans l'accélérateur et l'anneau. La taille envisagée pour le projet est d'environ 50 μm (rayon à $1/e^2$). Cette taille étant relativement grande, pour atteindre le flux de rayonnement X désiré, il faudra pouvoir jouer sur un autre paramètre.

3- Augmenter la puissance moyenne à l'intérieur du Fabry-Perot.

Cette solution est la plus envisageable pour la partie laser et Fabry-Perot. Il y a trois moyens d'augmenter la puissance dans le Fabry-Perot : augmenter le gain du Fabry-Perot, avoir le meilleur couplage possible entre le laser et le Fabry-Perot et augmenter la puissance du laser avant le Fabry-Perot.

Donc, utilisant la formule 1.5, il est possible d'estimer la puissance laser souhaitable avant le Fabry-Perot. Pour atteindre un flux de X sur toute la bande de 10^{13} /seconde, considérant des paquets d'électrons de 1 nC (nombre électrons = $6,24 \cdot 10^9$), une longueur d'onde de 532 nm, un point d'interaction avec un rayon de 50 μm et un taux de répétition de 90 MHz, la puissance dans le Fabry-Perot doit être de 125 000 W.

En résumé, deux caractéristiques simples se dégagent des exigences sur l'énergie et le flux du rayonnement X : le laser doit être doublé en fréquence ($\lambda \approx 500$ nm) et il doit être de forte puissance moyenne. Le projet ThomX vise une puissance laser moyenne supérieure à 100 kW (dans le Fabry-Perot), à un taux de répétition entre 20 et 100 MHz, au point d'interaction avec les électrons pour atteindre un flux de rayonnement X de 10^{13} X/sec.

1.3 Laser : amplification passive

Au cours de ces dix dernières années, l'amplification passive de lasers impulsions dans des cavités Fabry-Perot est devenu un champ de recherches intenses pour des applications comme la stabilisation des peignes de fréquences à grand taux de répétition [46,47] et la spectroscopie (voir la référence [7] pour plus de détails). On peut cependant se demander si notre application requiert vraiment une amplification passive par cavité Fabry-Perot. Les applications visées par le projet ThomX nécessitent d'atteindre une à plusieurs centaines de

1. Source de rayonnement X compacte par effet Compton

kilowatts de puissance moyenne laser à un taux de répétition de quelques dizaines de MHz avec une durée d'impulsion picoseconde pour atteindre le flux de rayonnement X désiré.

Des lasers industriels en régime continu délivrant quelques kilowatts et même 20 kW existent. Par exemple, la compagnie Trumpf [48] offre des lasers à disque mince délivrant jusqu'à 8 kW et des lasers CO₂ délivrant jusqu'à 20 kW de puissance moyenne en continu. Du côté des lasers en développement, il existe le « Solid State Heat Capacity Laser (SSHCL) » du Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) [49], développé pour des applications militaires, qui a délivré jusqu'à 67 kW, mais seulement pendant 0,5 s. Plus récemment un laser à état solide continu développé pour des applications militaires (« JHPSSL : Joint High Power Solid-State Laser ») a démontré 105 kW pendant 5 minutes [50]. Cependant, des lasers puissants en régime impulsif, comme par exemple, le laser TruMicro 7050 de Trumpf [48] délivrant plus de 500 W de puissance moyenne avec des impulsions d'une durée de 1 µs, sont plus difficiles à obtenir. Il est encore plus difficile d'obtenir des lasers de fortes puissances moyennes en régime impulsif ultracourt. Le laser impulsif de laboratoire actuellement le plus puissant est une chaîne par amplification par dérive de fréquences (CPA pour « Chirp Pulse Amplification ») utilisant les technologies fibrées. Ce laser a délivré une puissance moyenne de 830 W avec une durée d'impulsion de 640 fs [51]. Un autre laser puissant est celui avec plusieurs étages d'amplification fibré délivrant 321 W de puissance moyenne avec une durée d'impulsion de 20 ps [52,53]. Enfin, un autre laser très puissant a été obtenu avec l'amplification par un milieu en forme de plaque mince [54], qui a démontré à ce jour une puissance moyenne de 400 W, avec des impulsions d'une durée de 680 fs et à un taux de répétition de 76 MHz sans recourir à l'amplification par dérive de fréquence¹. Cependant, ces performances sont encore très loin de la centaine de kilowatt de puissance moyenne nécessaire.

Par conséquent, l'amplification du laser avec un taux de répétition élevé dans un Fabry-Perot de haute finesse sera nécessaire pour atteindre les puissances requises d'au moins la centaine de kilowatt. Une équipe a d'ailleurs récemment démontré une puissance à l'intérieur d'une cavité d'amplification passive de 72 kW de puissance moyenne avec des impulsions d'une durée de 2 ps [55]. Comme la meilleure solution pour atteindre des puissances moyennes supérieures à la centaine de kilowatt semble l'utilisation d'un Fabry-Perot, les deux sous-sections suivantes feront un survol de son fonctionnement en mode impulsif et des facteurs qui influencent le gain réel d'un Fabry-Perot de haute finesse.

1.3.1 Fabry-Perot en régime impulsif²

Le Fabry-Perot dans sa version la plus simple est composé de seulement deux miroirs (M₁ et M₂) hautement réfléchissants comme illustré sur la Figure 1.3a. Dans d'autres situations, il peut être constitué de 4 miroirs en cavité plane ou non plane (le faisceau n'est pas toujours dans le même plan horizontal) comme indiqué à la Figure 1.3b. Le Fabry-Perot peut être employé comme amplificateur passif pour des lasers continus ou impulsifs sous certaines conditions. Par exemple, lorsqu'un laser impulsif est injecté dans une telle cavité, une impulsion y pénétrant, fait l'aller-retour et retrouve, si les deux cavités ont exactement la même longueur, une autre impulsion du laser qui vient d'être admise dans la cavité. Si les impulsions ne se recouvrent pas parfaitement ou bien si elles ne sont pas en phase, elles ne pourront pas s'empiler après plusieurs allers-retours et elles peuvent même interférer de manière destructive. Dans ces conditions, il n'y aura pas d'amplification dans la

¹ Une amplification à une puissance moyenne de 1,1 kW à un taux de répétition de 20 MHz avec des impulsions d'une durée de 636 fs sont annoncés pour Photonics West 2011.

² Voir la référence [7] pour une description mathématique complète.

1. Source de rayonnement X compacte par effet Compton

cavité. Par contre, si les deux impulsions du laser se recouvrent parfaitement et sont en phase après un et plusieurs allers-retours dans la cavité, alors une interférence constructive se produira et il y aura une amplification passive.

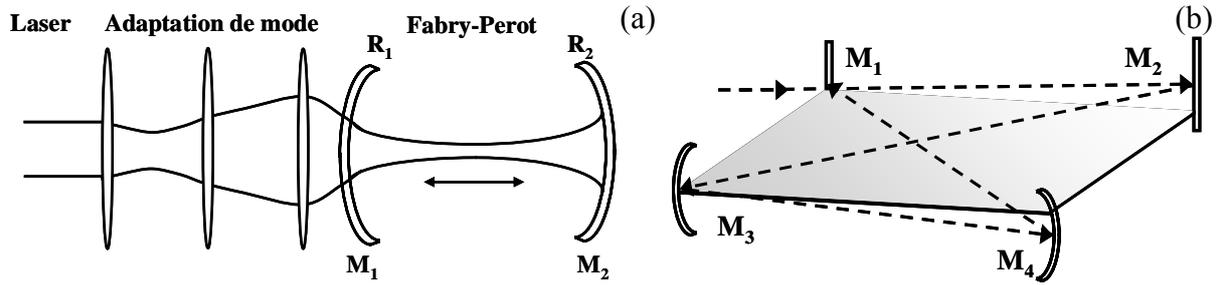


Figure 1.3 (a) Cavité Fabry-Perot à deux miroirs avec l'adaptation du mode laser ; (b) Fabry-Perot à quatre miroirs en anneau où le faisceau ne reste pas dans le plan horizontal grisé.

Le gain théorique de la cavité amplificatrice passive est défini comme

$$G = \frac{F}{\pi} \tag{1.6}$$

où F est la finesse de la cavité. Donc plus la finesse est grande, plus le gain sera grand. La finesse est elle-même définie à l'aide des pertes de la cavité, donc par la réflectivité de ses miroirs. Pour une cavité à deux miroirs de réflectivité R_1 et R_2 , la finesse sera de :

$$F = \frac{\pi(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - (R_1 R_2)^{1/2}} \tag{1.7}$$

Selon les équations 1.6 et 1.7, si on veut un gain de 5000 et donc une finesse de 15708, alors la réflectivité d'un Fabry-Perot à deux miroirs pourrait prendre les valeurs de $R_1=99,961\%$ et $R_2=99,999\%$ ou bien $R_1=R_2=99,98\%$. Finalement, pour l'application de production de rayonnement X par diffusion Compton, l'interaction doit se produire à un point focal à l'intérieur de la cavité. Cette tache focale devra avoir une certaine taille pour garantir un flux élevé de rayonnement X : si elle est plus grande, le flux de X sera plus faible. La conception de la cavité Fabry-Perot devra tenir compte de cette contrainte.

1.3.2 Facteurs influençant le gain réel d'un Fabry-Perot

Cependant dans la réalité, le gain réel est affecté par différents paramètres : tout ce qui fait que les deux cavités n'auront pas la même longueur (ou un sous multiple ou un multiple) ou tout ce qui fait qu'elles seront plus sensibles à une différence de longueur [7,55] affectera l'empilement des impulsions. D'autre part, l'adaptation du mode transverse du laser sur le mode du Fabry-Perot, les bruits du Fabry-Perot et les bruits du faisceau laser affecteront aussi le couplage.

Longueur de la cavité

Si les deux cavités ne sont pas exactement de la même longueur (ou un sous multiple ou un multiple), les impulsions ne pourront pas s'empiler correctement. Afin de pallier ce problème, il sera nécessaire d'avoir un système d'asservissement entre les deux cavités pour maintenir une longueur rigoureusement identique (voir la section 2.5.3 sur la stabilisation des lasers). En plus de la longueur de la cavité, il faudra également asservir la phase optique du laser pour avoir un meilleur empilement des impulsions [7]. Donc, le gain de la cavité sera influencé par la qualité de cet asservissement sur la longueur de la cavité laser.

Durée des impulsions

Le gain de la cavité Fabry-Perot peut aussi dépendre de la durée des impulsions. Par exemple, pour des cavités de haute finesse (gain de 1000) et de très haute finesse (gain 10 000), le couplage d'impulsions de moins de 100 fs est moins bon, surtout pour des formes d'impulsions en sech^2 [7]. Pour la cavité de haute finesse, le pourcentage de couplage sera de 96% et de 81% pour la cavité de très haute finesse. Cet effet est dû au spectre des lasers à impulsions ultracourtes. Dans les lasers à blocages de modes, plus les impulsions sont courtes, plus le peigne de fréquences est large. Par conséquent, une petite différence de longueur de cavité, par exemple, affectera de manière plus importante les dents du peigne les plus éloignées qui ne pourront plus s'empiler dans le Fabry-Perot. Si le peigne est court, la perturbation n'aura pas assez d'effet sur les dernières dents pour diminuer le couplage. Cet effet est sensible pour les impulsions femtosecondes mais par contre, pour une impulsion de 1 ps, le couplage restera près de 100% même pour un gain de 100 000. Une illustration du phénomène se trouve à la Figure 1.4, où une impulsion femtoseconde (fs) est illustrée en (a) et une impulsion picoseconde (ps) en (b). Plus la différence de fréquence (Δf) entre les dents des deux peignes est grand, moins le couplage sera efficace.

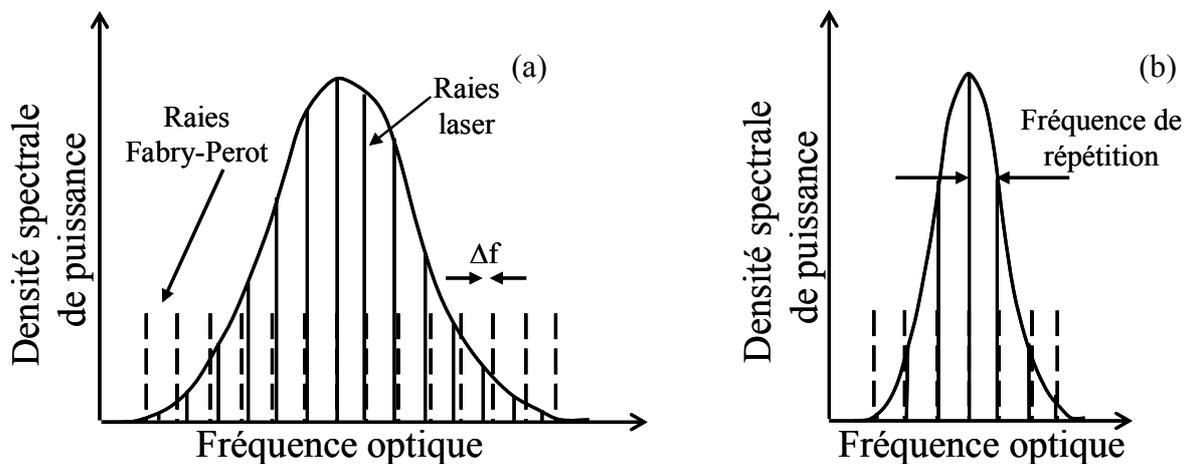


Figure 1.4 Représentation spectrale d'une impulsion : (a) fs ; (b) ps et des fréquences de résonances de la cavité Fabry-Perot n'ayant pas exactement le même ISL que la cavité laser.

Modes transverses

Comme le Fabry-Perot est une cavité, tout comme l'oscillateur, ses miroirs et la distance les séparant définissent son mode propre, son mode transverse fondamental. Pour avoir une bonne amplification, le mode transverse du laser doit être adapté à celui du Fabry-Perot. Si le mode du laser (taille et focalisation) n'est pas adapté à celui du Fabry-Perot, le couplage ne sera pas optimal. Aussi, si la position de ce mode en x , y et z et dans l'axe du Fabry-Perot n'est pas identique au mode du Fabry-Perot, il y aura aussi des pertes lors du couplage. De plus, si le laser fonctionne dans des modes transverses d'ordre supérieur différents du mode

1. Source de rayonnement X compacte par effet Compton

fondamental ou possède un faisceau avec des aberrations, alors que la cavité est adaptée pour le mode fondamental du laser, les modes supérieurs et les défauts seront filtrés par le Fabry-Perot et ne participeront pas à l'amplification. Donc, toute la puissance contenue dans les modes supérieurs ne sera pas utile à l'amplification. Il faut donc que le laser ait un maximum de puissance dans son mode fondamental. Ceci sera reflété dans la qualité du faisceau et donc dans la valeur du M^2 du laser puisque ce facteur est relié au nombre de modes transverses présents [56,57].

Bruit du Fabry-Perot

Les pertes réelles de la cavité sont à prendre en compte. Par exemple, les pertes des miroirs installés sur site et non celles spécifiées par le fabricant, les pertes dues à la présence ou non d'une cavité sous vide, les pertes dues aux vibrations... Toutes ces pertes induisent un bruit propre au Fabry-Perot. Il peut s'avérer limitant pour obtenir un bon couplage entre les deux cavités.

Bruits du laser

La superposition des impulsions est aussi perturbée par les fluctuations (les bruits) du laser. Ces bruits font que tout ce qui tombera à l'extérieur de la fréquence de résonance de la cavité Fabry-Perot ou que toute impulsion qui ne sera pas en phase avec celle dans le Fabry-Perot à laquelle elle doit se superposer ne sera pas amplifiée et peut même interférer de manière destructive. Il est possible d'avoir recours à un asservissement pour réduire les bruits. Cependant, cet asservissement a ses limites et un laser naturellement peu bruyant sera à privilégier. De plus, comme l'asservissement ne pourra pas corriger les bruits au-delà de 10 kHz, il sera impératif d'avoir de faibles bruits au-delà de cette fréquence. Le gain réel dépendra donc des bruits du laser.

1.3.3 Résumé

Dans la réalité, il est très difficile de coupler toute la puissance d'un laser dans un Fabry-Perot. L'équipe PLIC du LAL qui étudie le couplage d'un laser impulsif dans un Fabry-Perot depuis quelques années indiquait [58] que le meilleur couplage dont ils ont été témoins était d'environ 75% et que la norme se situait plutôt autour de 50 à 60%.

Donc, afin d'augmenter les chances d'avoir un bon couplage et une bonne amplification dans le Fabry-Perot, il convient de :

- réduire les sources de pertes et de bruits du Fabry-Perot au maximum,
- bien adapter le mode laser au mode du Fabry-Perot,
- bien aligner l'injection dans le Fabry-Perot,
- avoir un maximum de puissance dans le mode TEM_{00} et une très bonne qualité de faisceau exempte d'aberrations,
- avoir un laser avec des durées d'impulsions picosecondes, plutôt que quelques centaines de femtosecondes,
- asservir les deux cavités ensemble,
- réduire les bruits du laser au maximum, spécialement au-delà de 10 kHz, puisque ces fréquences ne sont pas corrigées par l'asservissement.

Donc, la puissance laser moyenne P_{moy} au point d'interaction Compton dépendra de trois facteurs selon l'équation suivante :

Ainsi, pour pouvoir atteindre une puissance moyenne supérieure à la centaine de kilowatt, il faut avoir un Fabry-Perot de haute finesse (>3000), voire de très haute finesse (>15000), parvenir à avoir un bon couplage dans la cavité et avoir un laser avec une forte puissance moyenne avant la cavité Fabry-Perot. Par exemple (voir 1.2.3), pour une puissance à atteindre dans le Fabry-Perot de 125 kW et si l'on considère un Fabry-Perot symétrique ($R_1=R_2$) avec un gain de 5000, alors la puissance minimale avant Fabry-Perot devra être de 25 W à une longueur d'onde de 532 nm. Si on considère un couplage de 50%, alors l'équation 1.8 dit que la puissance à atteindre avant Fabry-Perot ne sera plus de 25 W mais de 50 W à 532 nm. Différents scénarii pour les puissances laser nécessaires seront discutées dans la partie suivante.

1.4 Cahier des charges de la partie optique de ThomX

Dans le cas d'une amplification laser passive par un Fabry-Perot, plus la finesse de la cavité sera grande, plus il sera difficile d'obtenir un bon couplage. Connaissant cette difficulté, il sera nécessaire d'utiliser les derniers développements laser disponibles afin d'atteindre une puissance laser moyenne avant Fabry-Perot la plus élevée possible tout en respectant les critères d'une excellente qualité de faisceau et de faibles bruits pour ne pas réduire le couplage dans la cavité haute finesse.

1.4.1 Architecture de la partie optique

Sachant qu'il faut un laser puissant avant le Fabry-Perot et probablement un doublage en fréquence pour atteindre des énergies de rayonnement X plus élevées, une architecture globale pour toute la partie laser du projet ThomX a été établie, telle qu'illustrée à la Figure 1.5. Elle consiste en un oscillateur à blocage de modes suivi d'un ou plusieurs étages d'amplification pour obtenir une plus grande puissance moyenne, d'un doublage en fréquence pour satisfaire l'exigence d'obtenir un rayonnement X énergétique et d'une cavité Fabry-Perot pour empiler les impulsions. Enfin un système d'asservissement entre les deux cavités assurera une bonne adaptation et donc une bonne amplification dans le Fabry-Perot. Dans ce schéma, les photons et les électrons interagissent au point focal à l'intérieur du Fabry-Perot pour produire le rayonnement X par diffusion Compton.

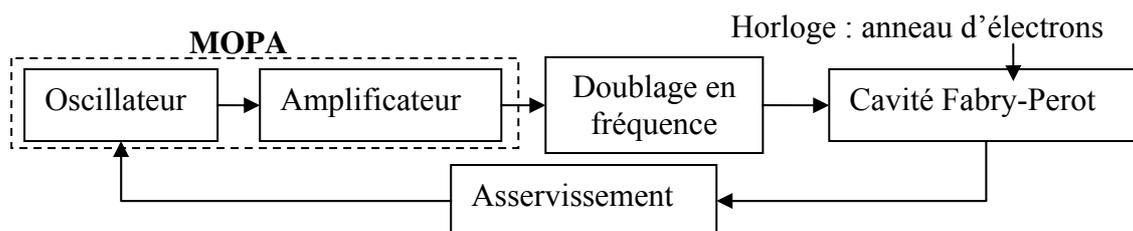


Figure 1.5 Architecture de la partie optique.

1.4.2 Cahier des charges de la partie laser

Les exigences du rayonnement X désiré fixent les caractéristiques pour un MOPA (« Master Oscillator Power Amplifier ») puissant et doublé en fréquence. La partie de la production des électrons fixe également deux autres paramètres pour le laser. Tout d'abord, le taux de collisions et par conséquent le taux de répétition du laser est fixé par la technologie de l'électronique du photo-injecteur. Comme la technologie permet d'injecter des électrons dans l'anneau de stockage entre 20 et 100 MHz, le taux de répétition du laser, ou au moins du Fabry-Perot devra correspondre au même taux de répétition que celui des électrons.

D'un autre côté, le photo-injecteur permet d'injecter des paquets d'électrons avec des durées d'une dizaine de picosecondes. Or, dans la réalité, les électrons et les photons laser ne peuvent pas se rencontrer exactement à 180° puisque le rayonnement X doit passer à côté des miroirs du Fabry-Perot et des aimants de l'anneau d'électrons. En fait, il y a un léger angle de quelques degrés (environ 2° par exemple) par rapport au faisceau d'électrons. Par conséquent, pour assurer un bon intégral de recouvrement, et donc un maximum de collisions entre les électrons et les photons, la durée des impulsions laser doit être semblable. Comme les paquets d'électrons auront une durée d'une dizaine de picosecondes, avoir des impulsions plus courtes que 1 ps ne favoriserait pas la production de rayonnement X. En effet, dans ce cas il y aurait un moins bon recouvrement des deux paquets. De plus, la production de rayonnement X n'est pas dépendante de l'intensité des photons mais bien du nombre de photons dans l'impulsion et par conséquent de la puissance moyenne du laser pour un même taux de répétition. Enfin, deux autres points incitent à ne pas choisir des impulsions fs pour le laser. Premièrement, avoir des impulsions de l'ordre de la dizaine de picosecondes évite d'avoir à gérer les problèmes de dispersion spectrale dans les couches diélectriques des miroirs. Cet effet devient non négligeable dans les miroirs haute finesse (avec des réflectivités supérieures à 99,9%) nécessaire au Fabry-Perot à fort gain. Deuxièmement, le facteur de couplage entre le laser et le Fabry-Perot est fonction du gain de la cavité Fabry-Perot et de la durée des impulsions [7]. Ainsi, plus le Fabry-Perot a un fort gain, plus il est difficile de bien coupler des impulsions plus courtes (fs) [55]. La durée des impulsions à injecter devra donc être comprise entre 1 et 20 ps.

Pour obtenir la plus grande puissance possible dans le Fabry-Perot, il est nécessaire d'avoir un bon couplage du laser dans la cavité passive. Cette exigence fixe une fois de plus certaines caractéristiques laser. Tout d'abord, pour arriver à avoir un bon couplage, il est nécessaire d'asservir ensemble les deux cavités : l'oscillateur et le Fabry-Perot. Il sera donc nécessaire d'avoir un moyen de contrôler la longueur d'une ou des deux cavités pour qu'elles soient au même taux de répétition. Comme le Fabry-Perot sera sous vide pour limiter toutes les perturbations possibles, c'est elle qui sera la plus stable. Ainsi, c'est l'oscillateur qui sera asservi sur le Fabry-Perot. Il devra donc être possible d'y insérer un ou plusieurs points de contrôle actif pour contrôler au moins la longueur de la cavité et éventuellement la phase optique. Comme l'asservissement corrige bien les bruits aux basses fréquences, mais pas ceux aux hautes fréquences, il est nécessaire d'avoir un oscillateur peu bruyant pour assurer un bon couplage. Enfin, pour assurer le meilleur couplage possible, le laser devra également présenter un faisceau avec une excellente qualité de faisceau (un très bon M^2) et en plus, un maximum de puissance dans le mode fondamental.

En résumé, toutes ces exigences permettent d'établir un premier cahier des charges. Les impulsions doivent être doublées en fréquence pour avoir des photons X énergétiques. La puissance du laser doit atteindre plusieurs dizaines de Watt pour avoir un bon flux de rayonnement X. Le taux de répétition doit être comprise entre 20 et 100 MHz et la durée des impulsions doit être entre 1 et 20 ps pour correspondre aux paquets d'électrons. Enfin, pour assurer un bon couplage du laser dans le Fabry-Perot, l'oscillateur doit pouvoir être asservi, il

1. Source de rayonnement X compacte par effet Compton doit être le moins bruyant possible surtout aux hautes fréquences de bruits et il doit avoir une excellente qualité de faisceau.

A partir de cette première évaluation des besoins, des simulations numériques plus précises [6] ont été menées afin de proposer différents scénarii chiffrés afin de déterminer la faisabilité de différentes machines. Dans cette perspective, différents scénarii chiffrés ont été proposés lors d'une réunion CELIA-Thales-LAL au mois d'octobre 2007 et tenant compte des connaissances de l'époque : un conservateur, un ambitieux et un extrême, tels que rapportés au Tableau 1.1.

Tableau 1.1 Scénarii de production de rayonnement X et cahier des charges du laser

Scénario		Conservateur	Ambitieux	Extrême
Performances	Unités			
Flux moyen X	X/sec sur toute la bande	10^{11}	10^{13}	10^{14}
Energie du rayonnement X	keV	40	90	90
Fabry-Perot				
Gain		1000	5000	10 000
Laser				
Longueur d'onde des photons	nm	~1000	~500	~500
Puissance moyenne du laser (avant le Fabry-Perot)	W	20	50	100
Durée des impulsions	ps	1-20	1-20	1-20
Taux de répétition	MHz	20-100	20-100	20-100
Qualité de faisceau		$M^2 \leq 1,1$	$M^2 \leq 1,1$	$M^2 \leq 1,1$
Bruit : non chiffré → le moins bruyant possible		NC	NC	NC

NC : non communiqué.

Au moment de la réunion, il a été impossible de déterminer le niveau de bruit nécessaire pour le laser car celui-ci dépend des caractéristiques de la cavité Fabry-Perot à injecter, du système d'asservissement utilisé pour corriger les bruits du laser et des effets non-linéaires dans la cavité d'amplification. Par conséquent, afin d'avoir une première évaluation des qualités de bruit de notre laser, il sera nécessaire de procéder à des comparaisons avec les bruits de d'autres lasers. Par ailleurs, lors de cette réunion, le pourcentage de couplage entre le laser et le Fabry-Perot visé pour le projet n'a lui aussi pas été fixé, ne permettant pas de définir précisément une valeur de qualité de faisceau. Ce travail qui prévoyait initialement différents tests d'injection dans un Fabry-Perot, mais qui s'est recentré sur la source laser, se voulait donc exploratoire pour pouvoir définir justement quels sont les bon critères pour obtenir un meilleur couplage.

Il est à noter que toutes les caractéristiques citées pour le scénario conservateur (excepté le flux de rayonnement X et ne mentionnant pas la qualité de faisceau) ont déjà été démontrées expérimentalement [55]. Nous nous fixerons tout d'abord comme objectif de suivre le scénario conservateur.

1.5 Conclusion

Un schéma permettant l'obtention par une machine compacte pouvant être utilisée pour la médecine ou pour la conservation du patrimoine d'un rayonnement X monochromatique et à haut flux par diffusion Compton a été présenté. Un rayonnement X avec une énergie pouvant aller jusqu'à 90 keV pourrait être obtenue par la diffusion Compton entre les impulsions laser et des paquets d'électrons. Afin d'atteindre des flux supérieurs à 10^{11} photons X/sec, des puissances moyennes laser supérieures à la centaine de kilowatt sont nécessaires et elles pourraient être atteintes par la combinaison d'une cavité Fabry-Perot de haute finesse avec un laser à bas bruit délivrant des impulsions picosecondes à très haute cadence. L'objectif de ce travail exploratoire est donc de développer des systèmes lasers picosecondes de haute puissance associés à de très bonnes qualités spatiales et de bruit.

Chapitre 2 Bruits laser

2.1 Introduction

Les fabricants de lasers sont peu habitués à répondre à des demandes de lasers peu bruyants, notion qui est d'ailleurs souvent confondue avec celle de stabilité en fonction du temps. Il est vrai que la stabilité, le plus souvent de la puissance et du pointé laser, peut être associée à du bruit, mais seulement sur une certaine gamme de fréquences inférieure au hertz. Les laséristes sont aussi intéressés à la stabilité tir à tir des lasers impulsionsnels. Cette stabilité n'est pas un bruit en soit, mais peut aussi être associée à un bruit d'énergie sur une gamme de fréquences, cette fois autour de 10 MHz. En fait, il est peu commun, pour une grande partie de la communauté laser de s'intéresser aux bruits d'un laser entre ces deux gammes de fréquences.

Certaines applications, par contre, nécessitent une bonne connaissance des bruits du laser. Par exemple, la détection des ondes gravitationnelles, à l'aide d'un laser injecté dans un interféromètre composé de cavités Fabry-Perot (voir par exemple [59]), demande une réduction de toute forme de bruits, spécialement aux basses fréquences. Dans ce cas, le laser utilisé est continu et le domaine de fréquences de bruits à réduire au maximum se trouve dans la bande de 1 Hz jusqu'à 100 kHz, puisque c'est dans ces fréquences qu'il devrait être possible de détecter des ondes gravitationnelles.

Ces dernières années, plusieurs études sur le bruit des lasers impulsionsnels ont également été réalisées. Beaucoup d'efforts ont été consacrés aux études de bruits afin d'obtenir des lasers à phase stabilisée [60], permettant l'utilisation des peignes de fréquences de lasers femtosecondes (par exemple, voir [61,62]). Des lasers très peu bruyants permettent alors des progrès dans tous les domaines des mesures de haute précision comme la métrologie des fréquences, la spectroscopie laser haute résolution, les horloges optiques [63], l'interférométrie, la physique des champs forts... Un autre domaine très intéressé par la réduction du bruit laser est aussi celui des communications par fibre optique. Dans ce cas, le bruit des lasers et des amplificateurs limite les taux de transmission de données. Ainsi, dans tous ces domaines, le bruit des lasers doit être réduit au maximum.

Un laser comporte toujours du bruit relié à la fluctuation d'une grandeur physique de la lumière. Les types de bruits rencontrés sont nombreux et dépendent du mode de fonctionnement du laser. Voici une liste des différents types de bruits les plus fréquemment rencontrés :

-Pour des lasers mono fréquence :

- bruit d'intensité (ou bruit d'amplitude),
- bruit de phase optique (causant une largeur de bande finie et limitant la cohérence spectrale),
- bruit de fréquence centrale,
- bruit de fluctuations du pointé du faisceau.

-Pour les lasers à modes bloqués :

- bruit d'intensité (ou puissance ou énergie),
- bruit de phase optique sous la porteuse (« carrier-envelope phase : CEP) et bruit du décalage associé à la phase de la porteuse sous enveloppe (« carrier-envelope offset : CEO »)
- bruit de fréquence centrale,
- bruit de gigue temporelle (ou « timing jitter »),
- bruit associé à la durée des impulsions,
- bruit de fluctuations du pointé du faisceau.

Ce chapitre fera donc une revue pour savoir comment identifier les origines du bruit et quantifier un bruit et pour connaître les variables physiques d'un laser pouvant présenter du bruit, avec la définition de chaque bruit, les mécanismes de couplage entre bruits, les manières de les mesurer et de les réduire. Enfin, ceci permettra de savoir le niveau de bruit à atteindre pour une bonne injection dans un Fabry-Perot.

2.2 Origines des bruits

Pour arriver à réduire les bruits laser et à lire une courbe de bruits, il est nécessaire d'en comprendre l'origine et l'influence des différentes origines sur les différents bruits laser. En fait, tous les bruits intrinsèques au laser ont des origines qui peuvent être classées dans deux catégories : les bruits d'origine technique et les bruits d'origine quantique. Les bruits extrinsèques aux lasers seront ceux reliés à la mesure.

2.2.1 Bruits d'origine technique

Les laséristes se sont beaucoup intéressés aux origines techniques de bruits afin de les corriger, car ils ont une influence directe sur la stabilité en puissance et en pointé du laser. Ce domaine est donc très bien maîtrisé par certains fabricants. Par contre, bien que la compréhension de ces origines soit beaucoup plus intuitive que les origines quantiques, il est difficile de bien comprendre tous les types de bruits qu'ils occasionnent.

Généralement, les bruits d'origine technique sont causés par :

- du bruit de la pompe du laser (dont son alimentation),
- des battements de modes
- des vibrations mécaniques du laser,
- des vibrations acoustiques du laser,
- des variations lentes ou rapides de la température (soit de la pièce, soit d'une composantes du laser : milieu de gain, miroir, absorbant saturable...)
- d'une variation mécanique active ou passive sur un composant de la cavité (cale piézo-électrique, moteur...) et bruit de leur alimentation.

Bruit de la pompe du laser

Par définition, il s'agit d'un bruit ajouté par la pompe laser à un autre laser. Il peut donc s'agir des bruits d'une diode de pompe ou d'un autre laser de pompe, lui-même possédant les bruits de sa propre pompe. Dans les simulations, il arrive qu'il soit injecté sous la forme d'un bruit d'amplitude supplémentaire ou excédentaire (« excess noise ») avec une valeur au dessus du bruit de grenaille (« shot noise ») [85]. Par exemple, il est possible de considérer, pour les fréquences inférieures aux fréquences des oscillations de relaxations, l'ajout de 10 à 40 dB au dessus du bruit de grenaille aux basses fréquences pour une ou plusieurs barrettes de diodes de puissance. Pour des barrettes de diode de faible puissance, il faut ajouter environ 20 à 40 dB au dessus du niveau de grenaille et pour un élément unique de diode laser, environ 10 à 25 dB au dessus du niveau plancher quantique [64,65]. Le bruit de la pompe du laser peut donc causer du bruit d'intensité.

Les battements de modes longitudinaux ou transverses

Lorsque plusieurs modes sont présents dans un laser, cela peut résulter en un battement d'amplitude de l'intensité laser, dû à une répartition fluctuante de la puissance dans chacun des modes (« mode partition noise »). Pour un laser faiblement multimode, le bruit ajouté par cette origine peut devenir très apparent [66,67], tandis que pour les lasers fortement multimodes, les effets se moyennant, les conséquences sur le spectre de bruit sont plus difficilement identifiables. Il existe aussi du bruit causé par les « supermodes » présents dans les oscillateurs à blocage de modes harmonique du fait que le fonctionnement peut sauter d'un set de modes à un autre. Les battements de modes peuvent donc causer du bruit d'intensité.

Autres origines de bruits

Les origines mécanique, acoustique et thermique de bruits ont comme incidence principale la variation de la longueur de la cavité. Les origines mécaniques peuvent causer des bruits d'intensité, de la phase optique, de la gigue temporelle et du pointé du faisceau par la vibration de la monture d'un miroir ou de la vibration mécanique d'un élément piézo-électrique. Les origines thermiques peuvent causer du bruit d'intensité par la fluctuation de l'indice réfraction du milieu de gain ou de l'air. Elles peuvent aussi causer du bruit de phase optique, de gigue temporelle et de pointé du faisceau par des fluctuations de la température.

2.2.2 Bruits d'origine quantique

Souvent dans les lasers, la contribution technique des bruits est bien plus importante que la contribution quantique pour une grande plage de fréquences et c'est la raison pour laquelle les bruits d'origine quantique sont généralement moins étudiés. La contribution quantique provient d'ailleurs pour beaucoup du milieu de gain laser et du type de cavité choisi et c'est rarement l'obtention d'un laser ayant de faibles bruits qui en guide la conception.

Si dans le domaine de l'électronique, la limite inférieure du bruit est donnée par les bruits thermiques, dans le domaine de l'optique, elle est donnée par la mécanique quantique. Ceci s'explique par le fait que l'énergie d'un photon laser est bien plus importante que l'énergie thermique ($k_B T$) à la température de la pièce. Donc, les photons sont à l'origine de la contribution quantique aux bruits.

Les mécanismes à l'origine de la contribution quantique sont :

- l'émission spontanée,
- la fluctuation des dipôles [64],

- les fluctuations du vide avec comme port d'entrée :
 - le coupleur de sortie d'un laser
 - les pertes dans une cavité,
 - le partage dans les lames séparatrices.

L'émission spontanée

Le bruit quantique d'un laser continu est en général interprété comme une fluctuation de la phase et par conséquent, un élargissement spectral de l'oscillation causé par l'émission spontanée d'un laser au-dessus du seuil (avec de petites fluctuations de l'amplitude). Il existe une définition d'une largeur spectrale du bruit sortant d'un oscillateur laser qui opère au-dessus du seuil. La formule de la largeur du bruit est connue sous le nom de la formule de Schawlow-Townes ([68], p.454) :

$$\Delta\omega_{osc} = 2 \times \frac{N_2}{N_2 - N_1} \times \frac{\pi\hbar\omega\Delta\omega_c^2}{P_{osc}} \quad 2.1$$

où $N_2/(N_2-N_1)$ est un bruit supplémentaire en relation avec le peuplement des niveaux laser. Si le niveau fondamental (N_1) est vide, $N_2-N_1 = N_2$. Dans ce cas, il n'y a pas de bruits supplémentaires. Si le niveau fondamental est peuplé, ce facteur sera supérieur à l'unité. P_{osc} est la puissance de sortie de l'oscillateur et $\Delta\omega_c$ est la largeur originale de la bande de la cavité.

De cette formule, on remarque deux choses :

- plus un oscillateur est puissant, plus le bruit est réduit,
- si le niveau inférieur de la transition laser n'est pas ou peu peuplé par rapport au niveau supérieur, le bruit est réduit.

Donc, pour un même gain, le niveau de bruit qui sort d'un milieu laser est dépendant du niveau de peuplement du niveau bas de la transition laser par rapport à celui du niveau haut. Plus le niveau inférieur est faiblement peuplé, pour un même gain, moins le milieu de gain ajoutera de bruits. On remarque aussi que le bruit dépend du gain du milieu laser. Par conséquent, avec un milieu de gain laser à quatre niveaux qui fonctionne avec une pompe peu bruyante, il est possible d'approcher la limite permise par la mécanique quantique. Ceci est moins vrai pour un laser à trois niveaux puisque la réabsorption de l'émission laser cause un bruit plus important.

L'émission spontanée amplifiée

Suite au passage d'un faisceau laser dans un étage d'amplification, celui-ci ajoute un bruit supplémentaire. Il peut être qualifié de bruit supplémentaire, ajouté ou d'excès (« excess noise »). En fait, il s'agit d'un bruit d'origine quantique qui provient principalement de l'émission spontanée du milieu de gain amplifiée (« Amplified Stimulated Emission » ou ASE). Cette quantité de bruits supplémentaire est définie en général par la formule suivante ([68], p.452) :

$$\frac{dPn}{d\omega} = \frac{N_2}{N_2 - N_1} \times \hbar\omega \quad 2.2$$

où Pn est la densité spectrale de puissance de bruit. On peut alors voir que plus le gain est important, plus le bruit ajouté sera important. Cette équation peut être reformulée sous la forme suivante :

$$S_{out} = FGS_{in}$$

2.3

où G est le gain, F est la figure de bruit caractérisant la différence de bruit entre le bruit à l'entrée et à la sortie et S_{in} et S_{out} sont respectivement la densité spectrale de puissance en entrée et en sortie. Par exemple, pour un amplificateur à fibre dopé à l'erbium (EDFA), la figure de bruit est se situe autour de 12 dB pour un gain autour de 15 dB à une longueur d'onde autour de 1496 nm [69].

Par contre, si le faisceau d'entrée a déjà beaucoup de bruits, l'augmentation relative de ce bruit sera beaucoup plus faible puisqu'il s'agira d'un ajout de bruits quantique comparé aux bruits techniques, à moins que, dépendamment du milieu de gain, celui-ci ne soit très élevé. Pour un amplificateur hypothétique qui n'ajouterait pas de bruits, la figure de bruit F serait égale à 1, correspondant à 0 dB sur une courbe de bruit. Pour un amplificateur à fort gain d'un laser limité par le bruit de grenaille (c'est-à-dire sans bruit technique), la figure serait au moins de 2, correspondant à 3 dB. Le bruit d'intensité serait alors au moins doublé et le bruit de phase augmenté. Ce concept de figure de bruit est, par exemple, très utilisé pour les communications par fibre optique.

L'émission spontanée cause du bruit d'intensité par le bruit de grenaille associé au milieu de gain laser, du bruit de phase optique et de gigue temporelle par un déplacement aléatoire de la position de l'impulsion, du bruit excédentaire dans les amplificateur laser et du bruit de fluctuation de la fréquence centrale. La seule façon de réduire les bruits liés à l'émission spontanée est de choisir un milieu de gain à faible bruit quantique, par exemple un laser à quatre niveaux plutôt qu'à trois niveaux.

Fluctuation des dipôles

Chaque dipôle émet un champ électrique. La fluctuation des dipôles vient de l'interaction et du couplage aléatoire entre les atomes voisins via leur champ électrique ou magnétique qui se recoupe ([68], p.131). La perturbation aléatoire de chaque oscillateur dipolaire par les champs aléatoires de ses voisins peut causer une dérive de fréquence variant au cours du temps de la fréquence propre de chaque dipôle. Ce phénomène peut causer un bruit quantique non négligeable sans possibilité de le réduire.

La fluctuation des dipôles cause du bruit d'intensité

Fluctuations du vide

Les fluctuations du vide ont une origine quantique et sont introduits dans un système optique par un port d'entrée. Bien qu'il soit très faible, ce bruit peut perturber un système optique. En général, tout ce qui cause des pertes permet aux fluctuations du vide d'entrer dans le système. Ce phénomène est plus intuitif à comprendre dans le cas d'une séparatrice. Dans ce cas, une portion du faisceau d'entrée se mélange avec les fluctuations du vide qui entre par le port inutilisé et induit un faisceau de sortie plus bruyant. De plus, les fluctuations du vide entrent aussi par toutes les sortes d'atténuation linéaire, comme par exemple lors de l'absorption par un milieu. Il est à noter que dans un oscillateur, des bruits de fluctuations du vide entre par le coupleur de sortie, mais aussi partout où il y a des pertes. Ces bruits influencent le bruit intracavité qui est lui-même influencé par le bruit d'émission spontanée et par le bruit de la pompe par exemple. Finalement, le champ laser qui sort de l'oscillateur est une combinaison du laser sortant et d'une partie du champ des fluctuations du vide qui est réfléchi par le coupleur de sortie [84]. Ces champs sont partiellement corrélés et leur combinaison dépend par exemple du bruit de fréquence. Loin de la résonance, le champ de sortie est d'ailleurs dominé par la composante des fluctuations du vide, ce qui donne le bruit d'intensité de grenaille du laser.

Oscillations de relaxation

Les oscillations de relaxation ne sont pas une origine quantique de bruit, mais une combinaison d'origines quantique. Les oscillations sont celles de la puissance de sortie du laser, lorsque après une perturbation de la cavité, elle oscille d'abord autour de son état stable avant d'y retourner. Les oscillations de relaxation du laser sont présents dans tous les lasers dont le temps de vie du niveau supérieur est plus long que le temps d'amortissement de la cavité (ce dernier est défini par le temps aller-retour dans une cavité divisé par les pertes de celle-ci). En pratique, les lasers à état solide et la plupart des diodes laser présentent ces oscillations qui apparaissent après une perturbation de la cavité en opération. Ce pic de bruits est même présent dans un laser très peu bruyant pompé par une source dont le bruit d'intensité est limité par le bruit d'origine quantique [64]. Ceci s'explique par le fait que ce pic est principalement créé par les bruits de fluctuations du vide entrant par le coupleur de sortie, par la fluctuation des dipôles et par les pertes intra-cavité, phénomènes impossibles à éliminer.

Les oscillations de relaxation sont présentes puisque, suite à un changement ou une fluctuation de la puissance du laser de pompe, la puissance de sortie du laser ne va pas immédiatement se stabiliser mais osciller autour de son état stable. Dans la plupart des cas, le laser retourne à cet état stable ou autrement dit, les oscillations sont amorties. Par contre, dans certains cas, comme lors de l'utilisation d'un absorbant saturable dans la cavité les oscillations peuvent devenir moins amorties. Le pic des oscillations de relaxation dans le spectre de bruits peut alors devenir plus important en amplitude et plus étroit. Dans certaines circonstances, l'absorbant saturable fait que les oscillations ne sont pas du tout amorties. Ceci a pour conséquence d'empêcher le régime continu en modes bloqués (CML) et de favoriser le régime déclenché en modes bloqués (QML) [70].

La fréquence des oscillations de relaxation ([71], article « Relaxation Oscillations ») est donnée par :

$$f_{ro} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{l P_{int}}{T_R E_{sat}} - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\tau_g} + \frac{P_{int}}{E_{sat}} \right)^2} \quad 2.4$$

où l sont les pertes de la cavité ; P_{int} , la puissance intra-cavité ; E_{sat} , l'énergie de saturation ; T_R , le temps aller-retour de la cavité et τ_g , le temps de vie du niveau laser supérieur du milieu de gain. Pour un laser où $\tau_g \gg T_R$, comme pour les lasers à état solide, le second terme sous la racine carré est négligeable et la fréquence des oscillations de relaxation pour les lasers à trois ou quatre niveaux devient :

$$f_{ro} \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{l P_{int}}{T_R E_{sat}}} \quad 2.5$$

Enfin, pour un laser à quatre niveaux, à partir de l'équation 2.4, la fréquence des oscillations de relaxation peut être écrite sous la forme ([71], article « Relaxation Oscillations », [72]) :

$$f_{ro} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{l(r-1)}{T_R \tau_g} - \left(\frac{r}{2\tau_g} \right)^2} \quad 2.6$$

où r est le paramètre de pompe qui est le ratio entre la puissance de pompe et la puissance de pompe seuil. Pour un seuil à 8 W et une puissance de pompe de 105 W, l'équation 2.6 donne une fréquence de 354 kHz pour le laser optimum en puissance décrit au chapitre 5. Un

matériau laser avec un seuil laser bas et une bonne efficacité quantique sera donc un bon candidat pour réduire ce bruit. Ce matériau devra avoir une grande section efficace d'émission stimulée et un grand coefficient d'absorption de la pompe. Par ailleurs, plus la puissance de pompe est élevée par rapport au seuil laser, plus le temps d'amortissement est court, ce qui permettra au laser de revenir plus rapidement à son état stable.

Les oscillations de relaxation sont aussi désignées sous l'appellation d'oscillations de relaxation résonnantes (« resonant relaxation oscillation : RRO »). Leur fréquence se situe souvent autour de 60-500 kHz pour les laser à modes bloqués MHz (plus élevée pour les lasers avec un taux de répétition dans les GHz, par exemple 750 kHz pour 10 GHz). Pour les lasers continus, comme les lasers à semi-conducteurs, elle peut se situer autour du MHz [73]. Comme les oscillations de relaxation sont des oscillations de la puissance de sortie du laser, elles seront à l'origine d'un bruit d'intensité

2.2.3 Bruits des mesures de bruits

Lorsque des mesures de bruits d'un laser sont prises, dans les résultats obtenus, il y a non seulement les bruits du laser, mais aussi ceux de la méthode de mesure. Voici une brève description des bruits ajoutés par la méthode de détection, auxquels il faudra prêter attention pour la mesure et pour l'interprétation des résultats.

Le bruit ajouté par la méthode de mesures de bruits est de deux types : le bruit de l'électronique de détection et celui venant de l'acquisition [74,75].

Bruit de l'électronique de détection

Le bruit de l'électronique de détection est lui-même de deux types : bruit électronique qui vient partiellement du bruit thermique dans les composants électroniques et le bruit de grenaille qui a une origine quantique. Ces bruits sont, par exemple, ajoutés par un amplificateur électrique du signal d'une photodiode. Le bruit électronique a pour conséquences un bruit d'intensité et un bruit de synchronisation de la phase [76].

Pour minimiser ces bruits, il est avantageux de maximiser les photocourants des photodétecteurs en trouvant à quel niveau le bruit est encore acceptable. Trop faible, le contraste sera mauvais et trop fort, il introduira trop de bruits à cause d'effets non-linéaires. Il est donc important de rester dans la zone de linéarité de la photodiode.

Bruit venant de l'acquisition

Les mesures de bruits étant faites par exemple avec un analyseur de spectre, la méthode implique une discrétisation du signal acquis et un taux d'échantillonnage. Le bruit de l'acquisition dépend donc de la profondeur de conversion analogique-numérique, donc du nombre de bits de l'appareil, de la fréquence d'échantillonnage et de la qualité de l'horloge interne. Les composantes du bruit venant de l'acquisition sont des bruits d'intensité et de gigue temporelle. De plus, une gigue de l'horloge d'échantillonnage peut produire un bruit de gigue temporelle supplémentaire.

Pour minimiser ces bruits, il convient d'utiliser un maximum de bits pour faire une mesure, puisque chaque bit supplémentaire réduit le niveau de bruit de la mesure de 6 dB [76]. Il convient aussi d'avoir un taux d'échantillonnage élevé. Cependant, le coût de l'appareil augmente rapidement avec le nombre de bits, limitant les choix. Pour plus de précisions, la référence [76] discute du choix de la fréquence de l'oscillateur de mesure et de sa fréquence d'échantillonnage.

En conclusion, afin de développer un laser peu bruyant, il est bien de tenir compte dans les choix de conception des contributions technique et quantique aux bruits. Enfin, lors de la mesure, il conviendra de prêter attention aux bruits introduits par l'instrumentation. Connaître les différentes origines des bruits nous permettra de guider nos choix de conception de nos lasers du chapitre 3 et de tenter d'identifier l'origine des « défauts » des courbes expérimentale des densités spectrale de puissance du chapitre 7.

2.3 Quantification des bruits laser

2.3.1 Quantification du bruit

Densité spectrale de puissance

La forme la plus complète, celle révélant le plus d'informations, de l'expression du bruit est souvent celle d'un graphique de la densité spectrale de puissance. La densité spectrale de puissance (DSP en français, et PSD pour « Power Spectral Density » en anglais) est la représentation la plus commune du bruit. Elle peut être une fonction unilatérale avec seulement les fréquences positives par rapport à une référence zéro, ou bilatérale, avec les fréquences positives et négatives. En fait, il existe deux formes de densité spectrale de puissance :

- les densités spectrales de puissance optique
- les densités spectrales de puissance de bruits.

Dans le premier cas, il s'agit de la puissance optique par intervalle de fréquence (ou longueur d'onde) optique, exprimée par exemple en mW/THz ou mW/nm. Dans ce cas, le spectre de densité de puissance est une fonction unilatérale. Il est mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre optique, communément appelé spectromètre, largement utilisé par les laséristes pour mesurer le spectre optique d'un faisceau laser.

Dans le second cas, il s'agit de la densité spectrale de puissance des fluctuations d'un paramètre, paramètre laser dans le cas qui nous concerne. La fréquence située en abscisse du graphique ne se réfère pas à une fréquence optique mais plutôt à la fréquence d'un bruit. Cette densité spectrale de puissance est le résultat du calcul de la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation des fluctuations de puissances normalisées à partir de données recueillies dans le domaine temporel ou bien mesurée directement avec un analyseur de spectre et une photodiode. Dans les disciplines de l'ingénieur, la plupart du temps la densité spectrale de puissance de bruits est une fonction unilatérale tandis qu'en physique elle est plus souvent exprimée par une fonction bilatérale (deux fois plus petite).

Les unités les plus souvent utilisées sont par exemple :

-pour le bruit à la fréquence de répétition et d'intensité :

-dBm/Hz, décibel (dB) dans une largeur de bande de 1 Hz, où dB est donné en absolu ou au-dessus de la limite quantique en fonction de la fréquence. Un décibel est le logarithme en base 10 d'un rapport de puissance ($X [dB] = 10 \log_{10} (P_1/P_0)$), et l'unité dBm, signifie que $P_0 = 1 \text{ mW}$.

-dBc/Hz

Il s'agit du dB relatif à la porteuse dans une largeur de bande 1 Hz.

-W, donc directement une puissance.

-pour le bruit de phase, les mêmes que précédemment, mais aussi :
 -rad² s ou rad²/Hz (parfois noté Hz⁻¹) ou directement unité de temps.

Dans la littérature, la densité spectrale de puissance est souvent notée $S(f)$. Sa pure définition mathématique d'une quantité X est [61] :

$$S_X(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left\langle \left| \int_{-T/2}^{+T/2} X(t) e^{+i2\pi f t} dt \right|^2 \right\rangle \quad 2.7$$

Par contre, la définition la plus communément utilisée, en utilisant le théorème de Wiener-Khinchin [84,77], est :

$$S_X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} G_X(\tau) e^{i2\pi f \tau} d\tau \quad 2.8$$

où $G_X(\tau)$ est la fonction d'auto-corrélation :

$$G_X(\tau) = \langle \Delta X(t) \Delta X(t + \tau) \rangle \quad 2.9$$

et où $\langle \dots \rangle$ dénote une moyenne d'ensemble. Dans la littérature, il faut aussi toujours faire attention à savoir s'il s'agit ou non d'un spectre de la densité de puissance normalisée pour certains paramètres, c'est-à-dire du spectre divisé par sa valeur moyenne. Cette notation est préférée par certains auteurs [84] pour les bruits d'intensité, de la durée des impulsions ou de la fréquence centrale.

Variance du bruit

Cette définition est souvent utilisée par le domaine de la métrologie des fréquences. Cette quantité peut être calculée à partir de la densité spectrale de puissance. Il s'agit de la variance d'une quantité, sur un certain intervalle de fréquences de bruits et elle est calculée comme l'intégrale sur cet intervalle de la densité spectrale de puissance unilatérale, comme dans la formule suivante ([71] article « Power Spectral Density ») :

$$\sigma_{\Delta X}^2 \Big|_{[f_1, f_2]} = \int_{f_1}^{f_2} S_X(f) df \quad 2.10$$

Valeur RMS (« root-mean-square »)

Finalement, la valeur RMS du bruit est alors donnée par la racine carré de la variance donnée ci-dessus. Il s'agit donc de la racine carrée de l'intégrale de la densité spectrale de bruits sur une plage de fréquence. Le bruit RMS doit nécessairement être accompagné de la plage de fréquence sur lequel il a été calculé et il doit être spécifié qu'il s'agit d'une valeur RMS. Cette valeur est souvent exprimée en pourcentage (%) et parfois en temps pour le bruit de gigue temporelle.

La communauté du traitement de signaux s'intéresse aussi beaucoup à la relation entre le bruit de phase et la gigue temporelle en particuliers lors de la conversion d'un signal analogique-numérique. Des aides à la conception [78,79] expliquent ainsi comment retrouver des valeurs en pourcentage RMS ou en temps RMS des bruits à partir d'un spectre de bruits obtenu à

l'aide d'un analyseur de spectre. Pour retrouver la valeur RMS d'un bruit d'une densité spectrale de puissance unilatérale, il faut d'abord faire l'intégrale sous la courbe de densité spectrale de puissance $S(f)$ en unité de dBc/Hz pour trouver la valeur en puissance A du bruit sur un intervalle de fréquences désirée :

$$A = \int_{1\text{MHz}}^{10\text{MHz}} S(f)df \quad 2.11$$

Cette formule est équivalente à l'équation 2.10 définissant la variance du bruit. L'intégrale se fait en linéaire et puis la valeur est ramenée en valeur logarithmique. A partir de cette aire en unité de dBc, il est possible de retrouver la valeur totale (bilatérale, d'où la multiplication par 2) RMS du bruit par la relation suivante :

$$\text{Bruit RMS} \approx \sqrt{2 * 10^{A/10}} \quad 2.12$$

Cette équation du bruit RMS permet de retrouver les valeurs numériques de bruits, par exemple, pour chaque décade de 1 Hz à 10 MHz pour les courbes en unité de dBc/Hz. Pour retrouver le bruit sur plus d'une décade à partir de ces chiffres, il faut élevé au carré le bruit de chaque décade, les additionner et refaire la racine carrée.

Pour exprimer un bruit RMS en unité de temps, les mêmes auteurs [78,79] indique qu'il faut diviser le bruit RMS par la fréquence de l'oscillateur de mesure selon :

$$\text{Bruit RMS de gigue temporelle [seconde]} \approx \frac{\sqrt{2 * 10^{A/10}}}{2\pi f} \quad 2.13$$

où A a été défini par l'équation 2.12 et f est la fréquence de l'oscillateur de mesure. Dans le cas d'une mesure à la vingtième harmonique de la fréquence de répétition d'un laser f_{rep} , il faudra donc diviser son bruit RMS par $20f_{rep}$.

2.3.2 Gamme en fréquences : les radiofréquences

Les fréquences de bruit qui nous intéressent se situent dans la gamme des radiofréquences. Dans un spectre électromagnétique, comme celui illustré à la Figure 2.1, les radiofréquences se situent dans la partie des basses fréquences, donc des grandes longueurs d'onde. La bande des radiofréquences est très large puisqu'elle s'étend d'environ 10 Hz à 10 GHz. Dans notre cas, les mesures se feront à une fréquence maximale de 10 à 100 MHz à cause des limitations des appareils utilisés.

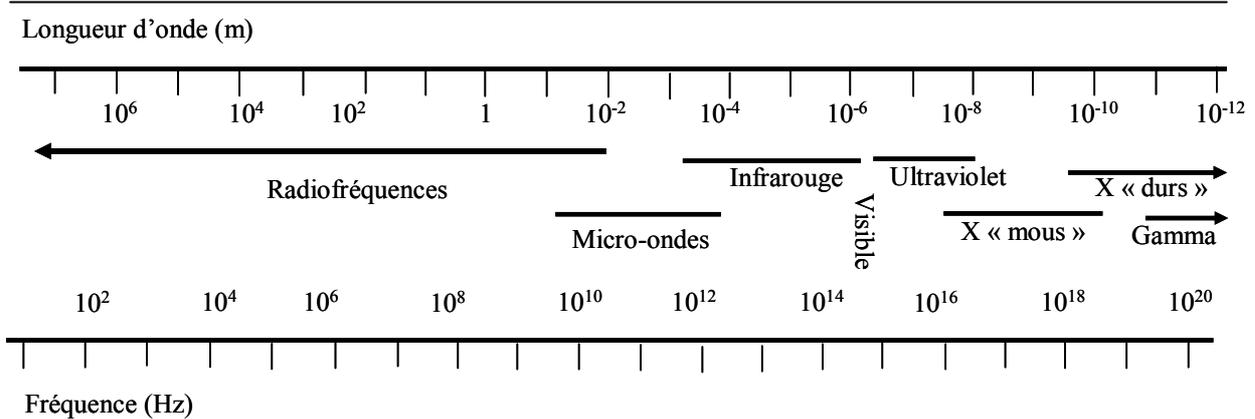


Figure 2.1 Spectre électromagnétique.

2.3.3 Spectre des bruits lasers

La densité spectrale de puissance est la représentation du spectre de bruits d'un laser sur une certaine gamme de fréquences électriques. Sur cette courbe, il est possible d'associer certains pic ou bosse de bruits avec une origine technique ou quantique. Par exemple, dans les spectres de bruits d'intensité des lasers à état solide, on observe souvent un pic de bruits autour de la fréquence des oscillations de relaxation du laser (voir la section suivante), par exemple environ 300 kHz pour un laser Ti:Saphir avec un taux de répétition de 100 MHz [80]. Le bruit autour de cette fréquence est entre autres causé par des bruits d'origine quantique inévitables. En général, le laser est plus bruyant autour et en dessous de cette fréquence et moins bruyant à des fréquences plus élevées.

Le bruit aux basses fréquences, inférieures au pic des oscillations de relaxation, est souvent dû aux bruits excédentaires de la pompe laser [64] et à des bruits d'origines techniques comme les vibrations et les dérives du laser. Les bruits liés à l'environnement sont plus visibles sur les spectres de bruits d'intensité car ils modifient le chemin optique du faisceau laser [80]. A ces fréquences, pour des lasers à modes bloqués non stabilisés par une référence externe, il y a aussi le bruit de gigue temporelle qui est de plusieurs ordres de grandeur supérieur à la limite quantique [85].

A des fréquences supérieures à celle de la fréquence des oscillations de relaxation, par exemple à environ 1 MHz et au-delà, mais parfois dès la centaine de kHz, le bruit d'intensité peut atteindre le bruit de grenaille car le bruit de fluctuations du vide est le seul bruit quantique à contribuer à la courbe. A ces fréquences, le bruit d'intensité n'est pas influencé par les bruits de la pompe laser [64].

Finalement, à des fréquences intermédiaires, les contributions les plus importantes au bruit d'origine quantique sont les fluctuations du vide, les fluctuations des dipôles et les pertes intra-cavité.

Par ailleurs, pour des lasers ayant des alimentations à découpage (voir la section 3.3.5), les pics à la fréquence de découpage (par exemple 100 kHz) et à ses multiples sont souvent visibles. En pratique, dans les courbes de mesure de bruits, on observe aussi parfois des plateaux aux hautes fréquences. Ceux-ci sont parfois dus aux bruits associés à l'électronique de détection, c'est-à-dire au plancher de mesure du bruit, plutôt qu'aux propriétés intrinsèques du laser. D'un autre côté, dans les spectres de bruits, il y a souvent des pics à 50 Hz et ses harmoniques ou 60 Hz et ses harmoniques. Ces pics de bruits sont associés à la fréquence du secteur, selon la zone géographique et sont, soit capté par le système de mesure, soit directement inclus dans les bruits du laser par toute alimentation branchée sur le secteur qui s'y rattache.

Pour prendre un exemple théorique d'une densité spectrale de puissance, la Figure 2.2 illustre la limite quantique, incluant le laser de pompe, d'un spectre du bruit, sur une plage de 1 kHz à 100 MHz, de l'intensité relative calculé ([71] article « Relative Intensity Noise ») pour un laser Nd:YAG avec une puissance de sortie de 100 mW. Le pic prononcé est celui de la fréquence des oscillations de relaxation (voir la section suivante). Aux fréquences inférieures à ce pic, dans la simulation, c'est le bruit de la pompe qui domine, puisque les autres bruits techniques n'ont pas été pris en compte. Enfin, le bruit de grenaille à environ -174 dBc/Hz est atteint à partir de 5 MHz où ce sont les bruit de fluctuations du vide qui dominent.

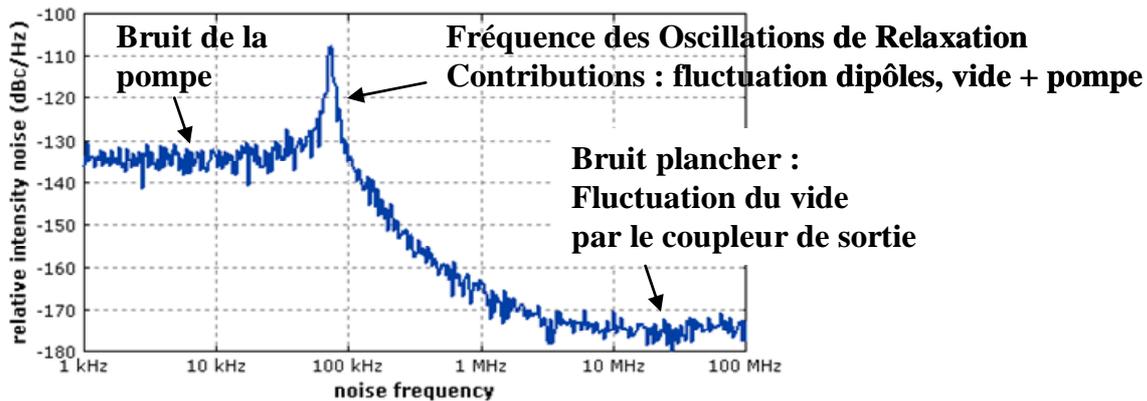


Figure 2.2 Bruit quantique (sans bruit technique autre que la pompe) d'intensité relative théorique d'un laser Nd:YAG avec une longueur d'onde de 1064 nm et une puissance moyenne de sortie de 100 mW [71].

Puis, pour prendre un exemple expérimental, la Figure 2.3 illustre quant à elle deux spectres du bruit de phase de deux oscillateurs Ti:Saphir à blocage de modes par effet Kerr. Sur cette figure, sont aussi illustrés les planchers de mesure de bruit, pour des acquisitions avec un analyseur de bruit de phase temporelle [81] (voir aussi [82,83]). Sur ces courbes, le pic des oscillations de relaxation est très bien atténué car non identifiable sur la courbe du bas (grise) et difficilement identifiable à 400 kHz sur la courbe du haut (bleue). Ensuite, comme indiqué sur la figure, les bruits techniques sont associés aux fréquences inférieures au pic des oscillations de relaxation. Puis, il y a quelques pics de bruits bien identifiables à des fréquences plus élevées, par exemple aux multiples de 100 kHz, causés par des bruits électroniques et par les alimentations. Enfin, ces lasers Ti:Saphir atteignent leur bruit de grenaille entre 200 et 600 kHz à environ -165 dB et -170 dB.

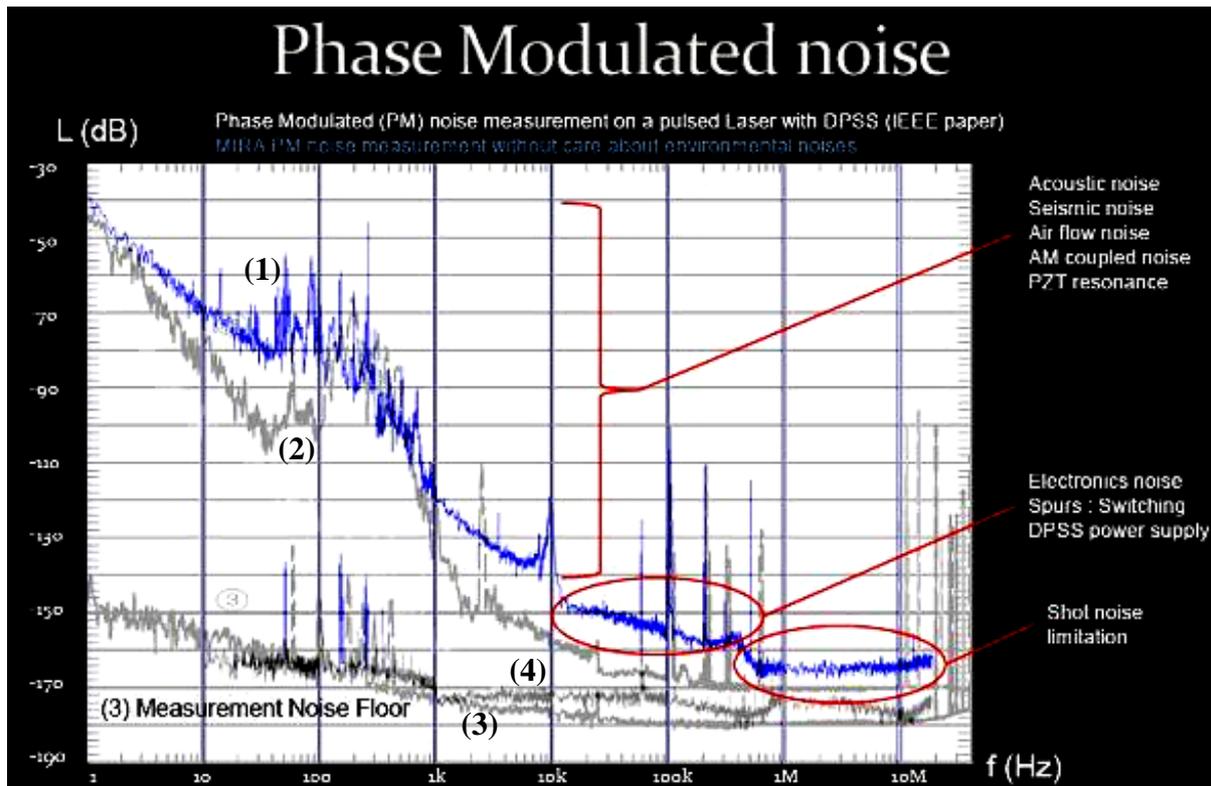


Figure 2.3 Bruit de phase temporelle de deux oscillateurs Ti:Saphir (courbes (1) [81] et (2) [82]) ainsi que leur plancher de mesure de bruit respectif (3) et (4).

Sur la courbe du bas (2), comme les auteurs [82] sont certains d'avoir isolé le bruit de phase, l'intégration sous la courbe permet de retrouver le bruit de gigue temporelle du laser. Sur une plage 1 Hz – 40 MHz, ils obtiennent une valeur RMS de 9,8 ps et sur la plage 1 kHz – 40 MHz, 53 fs. En fait, la majorité de la gigue temporelle se situe dans les premiers Hz et donc, le bruit de gigue temporelle spécifié dépend beaucoup de la plage sélectionnée pour l'intégration.

Les spectres de bruits présentés ci-dessus sont des spectres d'oscillateurs commerciaux. Sur ces oscillateurs, la seule intervention extérieure possible qui pourrait réduire le bruit serait de réduire le bruit de la pompe en diminuant le courant de la pompe, si on ne considère pas les autres bruits d'origine technique. Il faut toutefois noter que réduire le bruit de la pompe permettra de peut-être réduire seulement le bruit à des fréquences inférieures à la fréquence des oscillations de relaxation et un peu le pic à cette fréquence. Néanmoins différents paramètres lasers étant couplés, comme la puissance de pompe et la lentille thermique, une étude plus poussée serait nécessaire pour pouvoir déterminer si le résultat serait positif ou négatif. Réaliser notre propre oscillateur donnera accès à plus de paramètres pour tenter de réduire les bruits.

2.3.4 Bruits donnés par des compagnies laser

Le tableau suivant illustre des valeurs de bruits données par quelques fabricants laser, la plupart des autres ne fournissant aucune spécification de bruits.

Tableau 2.1 Spécification de bruits de différents lasers à blocage de modes

Compagnie	Onefive		
Modèle	GENKI Model -10 HPNd		
Longueur d'onde	1064nm		
Durée des impulsions	<10ps		
Puissance	>1W		
Taux de répétition	40, 50, 75, 80,100MHz		
Stabilité en puissance RMS	< 0,5 % (sur 1 h)		
Dérive de la fréquence de répétition	< 50 Hz (sur 1h sans option)		
Gigue temporelle RMS	< 100 fs [100 Hz - 1 MHz] (sans option)		
Gigue temporelle RMS	< 35 fs [10 Hz - 1 MHz] (avec option synchronisation)		
Compagnie	Alphas		
Modèle	Picopower	10 IR	5G
Matériau		Nd:YVO ₄	Nd:YVO ₄
Longueur d'onde		1064nm	532nm
Durée des impulsions		<10ps	<10ps
Puissance		10W	5W
Taux de répétition		100MHz	100MHz
Stabilité en puissance		<1% crête-à-crête 24h	
Stabilité en pointé		40μrad	40μrad
Bruit optique « Optical noise » 30Hz-2MHz		<0,5%	<0,5%
Compagnie	Femtolaser	Coherent	Spectra-Physics
Modèle	Fusion Pro	Mira Optima 900-D pompé avec Verdi	Mai-Tai eHP
Matériau	Ti:Saphir	Ti:Saphir	Ti:Saphir
Longueur d'onde	800 nm	790-980 nm	690-1040nm
Durée des impulsions	<10fs	< 2ps ; < 200fs	70 fs
Puissances	150-500mW	0,65 ; 1,0 ; 1,3 W	2,5W
Taux de répétition	70-120MHz	76MHz	80 ± 1 MHz
Stabilité en puissance	±1% (sur 8h)	< 3 % (sur 2h)	< ±1% (sur 2h)
Stabilité du pointé	-	-	< 50 μrad/100nm
«Bruit»	< 0,05% RMS	< 0,1% RMS	< 0,15% RMS
Intervalle mesure bruit	10Hz-100kHz	10Hz-20MHz	10Hz-10 MHz

De ce tableau, il apparaît que la compagnie Onefive donne bien des informations complètes sur le bruit : bruit RMS en unité de durée, plage de mesures et type de bruits. La compagnie Alphas donne bien la valeur du bruit en %, la plage de mesures et un type de bruits, mais le terme de « bruit optique » n'est pas clair et elle ne précise pas s'il s'agit d'un bruit RMS. Enfin les compagnies Femtolaser, Coherent et Spectra-Physics spécifient une valeur RMS, une plage de mesures, mais le terme « bruit » ne renseigne pas sur le type de bruits mesuré. En conclusion, les spécifications pour les bruits laser sont souvent incomplètes et en fait, il faut s'assurer qu'il s'agit bien d'une spécification de bruits, et non de stabilité, sur quelle plage de fréquences, l'unité du bruit et surtout, quel est le bruit dont il est question.

2.4 Bruits laser

Dans un laser, il existe un grand nombre de grandeurs et de variables physique pouvant présenter du bruit. Cette section s'intéresse plus particulièrement au bruit d'intensité (δI) et au bruit du pointé du faisceau. Elle définit aussi les bruits dans le domaine temporel, soit celui phase optique ($\delta\varphi, opt + \Delta\varphi, opt$) et celui de phase temporelle ($\delta\varphi, t$) relié à la gigue temporelle (δT). Elle étudie aussi les bruits dans le domaine spectral, soit celui au bruit de la fréquence de répétition (δf_{rep}) et celui de décalage de la phase ($\delta f_{ceo} + \Delta f_{ceo}$). La Figure 2.4 illustre certaines de ces grandeurs dans le domaine temporel et spectral. Outre les bruits étudiés dans ce chapitre, il existe aussi dans le domaine temporel un bruit de la durée des impulsions ($\delta\tau + \Delta\tau$) et dans le domaine spectral un bruit de la fréquence ($\delta\nu$) et un bruit sur chaque dent du peigne de fréquences ($\delta\nu_n$).

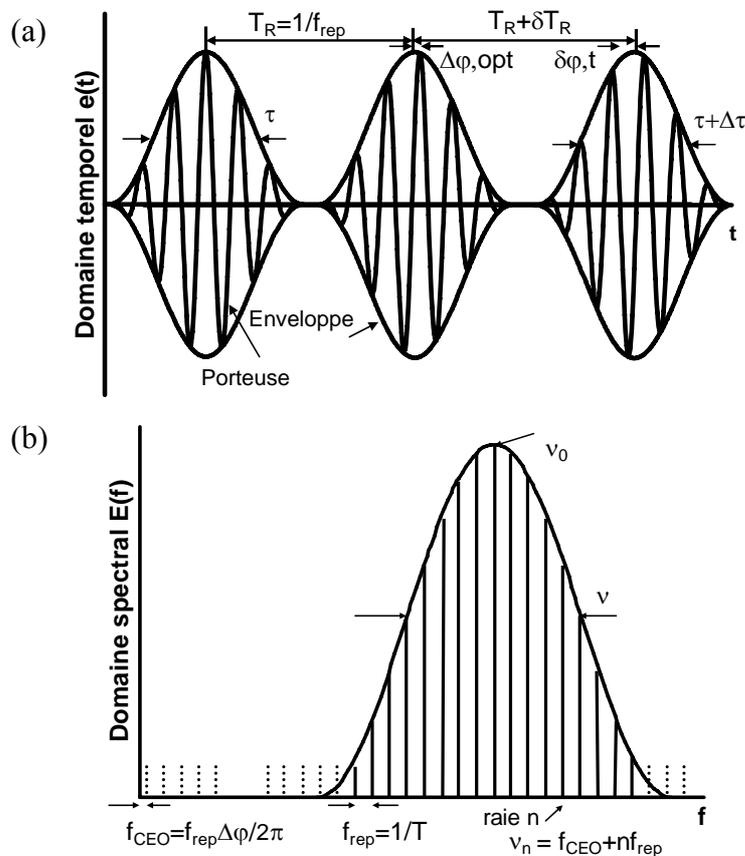


Figure 2.4 Variables du champ d'un faisceau laser impulsionnel : (a) représentation temporelle ; (b) représentation fréquentielle.

En plus de tous ces bruits, ceux-ci ne sont pas toujours indépendants les uns des autres. Les bruits peuvent se coupler via différents mécanismes à l'intérieur de la cavité. Par exemple, il y a souvent un couplage du bruit d'intensité avec le bruit de phase optique qui peuvent aussi être couplés avec des bruits de dérive de fréquence, des bruits de gigue temporelle et de durée d'impulsion dans les lasers à modes bloqués [84,85]. Ces différents bruits peuvent se coupler au niveau d'un absorbant saturable dans la cavité, par exemple un SESAM (« SEMiconductor Saturable Absorber Mirror » [70]), par la dispersion ou par les fluctuations dans le milieu de gain... En effet, le changement de l'indice de réfraction n , que ce soit par un changement de température ou une non linéarité dans milieu de gain, produit toujours du bruit laser et/ou un

couplage entre les bruits. Cette section fera donc aussi une revue du couplage entre les bruits. Enfin, les méthodes pour réduire ces bruits seront aussi étudiées.

2.4.1 Bruit d'intensité et bruit d'intensité relatif (RIN)

(ou bruit d'amplitude ou d'énergie)

Ce bruit est une fluctuation de l'intensité optique ou de l'amplitude ou de l'énergie d'un faisceau laser. Parfois, le bruit d'intensité est donné comme un bruit d'intensité relatif (« relative intensity noise » : RIN), qui est le bruit de la puissance laser divisé par la puissance laser moyenne.

Le bruit d'intensité peut être mesuré en enregistrant la mesure de l'intensité laser en fonction du temps, par exemple avec une photodiode et un oscilloscope et en traitant correctement les données. Dans bien des cas, un analyseur de spectre et une photodiode, avec un schéma électronique associé, plus ou moins complexe, sont utilisés [83,86,87]. Le bruit d'intensité peut être retrouvé à partir des bandes latérales de bruit de spectres radiofréquences, mesurées à la fréquence de répétition du laser. Le bruit d'intensité est souvent donné sous sa forme « RMS » sur une certaine fenêtre de fréquence de mesure ou sous la forme d'une densité de spectrale de puissance.

La puissance moyenne d'un laser peut être donné par :

$$P(t) = P_{av} + \delta P(t) \quad 2.14$$

avec une puissance moyenne P_{av} et une fluctuation de la puissance en fonction du temps $\delta P(t)$. Le bruit d'intensité relatif, noté I , est donc la fluctuation divisée par la puissance moyenne. La densité spectrale unilatérale de puissance du bruit d'intensité relatif est donnée par ([71] article « Relative Intensity Noise ») :

$$S_I(f) = \frac{2}{P_{AV}^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \delta P(t) \delta P(t + \tau) \rangle e^{i2\pi f \tau} d\tau \quad 2.15$$

La valeur RMS du bruit d'intensité relatif sera quant à elle donné par :

$$\left. \frac{\delta P}{P_{AV}} \right|_{RMS} = \sqrt{\int_{-f_2}^{+f_1} S_I(f) df} \quad 2.16$$

Bruit de grenaille

Pour les faisceaux laser, le bruit d'intensité minimum est appelé bruit de grenaille (« shot noise »). Il s'agit du bruit blanc d'intensité (indépendant de la fréquence) à sa limite quantique. Il ne s'agit pas du plancher de la mesure, mais bien du bruit minimum déterminé par la quantique. Cette limite est fixée par la nature discrète des photons et des électrons et sa principale contribution est le bruit de fluctuations du vide. Le bruit de grenaille est atteint par plusieurs lasers à des fréquences bien au dessus de la fréquence des oscillations de relaxation du laser. Ce bruit minimum est vraiment une propriété du champ laser plutôt que seulement un effet de la photodétection. De bonnes mesures de bruits de grenaille doivent être faites en détectant la puissance totale du laser en utilisant au besoin des séparatrices et plusieurs

photodiodes puisque l'atténuation du faisceau laser entraîne un bruit quantique supplémentaire.

Le densité spectrale de puissance bilatérale du bruit de grenaille de l'intensité est défini comme suit [84,85] :

$$S_{\delta P}(f) = P_{av} h\nu \quad 2.17$$

avec P_{av} pour la puissance moyenne, et $h\nu$ pour l'énergie du photon ou encore pour la version unilatérale de l'intensité relative :

$$L(f) = \frac{2S_{\delta P}(f)}{P_{av}^2} = 2 \frac{h\nu}{P_{av}} \quad 2.18$$

Dans le cas du laser optimum en puissance du chapitre 5, $S_{\delta P}(f)$ a une valeur de $8,4 \text{ E-18 J}^2/\text{s}$ et $L(f)$ de $8,3 \text{ E-21 s}$.

Couplage

Dans les lasers, il y a souvent un couplage du bruit d'intensité avec le bruit de phase optique, entre autres via des non linéarités dans le cristal tels que les effets Kerr. Le bruit d'intensité peut aussi se coupler au bruit de décalage de la phase sous la porteuse par auto-redressement (« self-steepening ») [88]. De plus, dans le cas d'un laser à blocage de modes par un absorbant saturable lent, comme avec certains miroirs absorbant saturable à semi-conducteur SESAM (« SEMiconductor Saturable Absorber Mirror »), comme l'absorbant saturable atténue plus le front avant de l'impulsion que le front arrière, l'impulsion subit un léger décalage temporel. Comme l'importance de ce décalage temporel dépend de l'énergie de l'impulsion [89], le bruit d'intensité peut se transformer en bruit de gigue temporelle. Le décalage temporel sera proportionnel à la profondeur de modulation du SESAM et à la durée de l'impulsion. Par contre, une opération du SESAM dans un régime où la fluence du faisceau laser à sa surface est environ 3 fois celle de sa fluence de saturation, donc à un endroit où le décalage temporel est maximum, permettrait d'éliminer le couplage entre le bruit d'intensité et le bruit de gigue temporelle [85]. D'un autre côté, un changement de gain, donc d'intensité, peut se coupler dans le bruit de gigue temporelle, le couplage étant inversement proportionnel à la bande de gain [85].

Diminution et correction

Pour le bruit d'intensité absolu, dans un laser réel, le bruit de grenaille est celui qui fixe la limite, mais il ne peut pas être atteint à toutes les fréquences du spectre de bruits. En effet, la cavité présente forcément des bruits quantiques supplémentaires (par exemple des pertes dans une cavité) qui font qu'il y a toujours plus de bruit que cette limite. Par exemple, dans la plupart des lasers à état solide, il existe un pic à la fréquence des oscillations de relaxation du laser. Par conséquent, les meilleurs modèles de bruits laser incluent un processus de saturation du gain à travers l'effet combiné de plusieurs impulsions, contrairement à ceux qui considèrent que le gain n'est pas saturé puisque l'énergie par impulsion n'est pas suffisante, ce qui mène au phénomène des oscillations de relaxation [85]. Le bruit minimum est ainsi fixé à toutes les fréquences de bruits par une limite quantique déterminé à partir de tous les éléments de la cavité laser. Une façon de réduire le bruit à la fréquence des oscillations de relaxation sera tout de même d'éliminer tout ce qui peut perturber la cavité, puisque les perturbations sont à l'origine des oscillations.

D'un autre côté, la densité spectrale de puissance relative d'intensité peut être réduite, pour un même laser, avec une puissance moyenne de sortie plus élevée. Une autre façon de réduire le bruit d'intensité est d'utiliser un « mangeur de bruits » (« noise eater »). Celui-ci va réguler l'intensité du laser avec un atténuateur contrôlable, après une mesure de l'intensité laser avec une photodiode, généralement placée en sortie du laser. Cependant, cette correction n'est valable que sur une certaine plage de fréquences et n'empêche pas le couplage du bruit d'intensité dans d'autres bruits à l'intérieur de la cavité laser.

2.4.2 Bruit de phase optique (« optical phase noise »)

Par définition [84,85], ce bruit est celui de la phase optique d'un faisceau laser de la porteuse (« carrier phase noise ») associé à la phase de la porteuse sous enveloppe, CEP (« Carrier Enveloppe Phase »), ou d'ailleurs le bruit de phase de tout signal électrique. Il se superpose à la phase de l'oscillateur. Il peut apparaître sous la forme d'une dérive continue de la fréquence, sous la forme de sauts rapides de la phase ou par la combinaison des deux. Ceci a pour conséquence que la fréquence d'un laser mono fréquence ou que les composantes du peigne de fréquences d'un laser à modes bloqués ont une certaine largeur optique. Plus précisément, il s'agit de la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la densité spectrale de puissance du champ électrique émis. Ce bruit aura comme conséquence le fait que la phase de la porteuse sous enveloppe n'est pas toujours à la même position d'une impulsion sur l'autre, introduisant souvent un bruit sur le décalage f_{CEO} (« offset ») ou CEO (« Carrier Enveloppe Offset »).

Le bruit de phase optique peut être quantifié à partir de la densité spectrale de puissance des déviations de phase, mais aussi par d'autres méthodes de traitement du signal de battement de deux lasers sur une photodiode [74]. La mesure avec un analyseur de spectre permet de traiter numériquement le signal pour l'obtention de la densité spectrale de puissance de la phase optique $S_{\varphi, \text{opp}}(f)$.

Notons que la densité spectrale de puissance du bruit de la fréquence instantané $S_{\nu}(f)$ et celle du bruit de phase sont reliées par la relation suivante [76] :

$$S_{\nu \text{ opt}}(f) = f^2 S_{\varphi \text{ opt}}(f) \quad 2.19$$

Et donc, que la largeur de la fréquence optique et le bruit de phase optique sont reliés de la manière suivante :

$$\Delta \nu_{\text{opt}} = 2\pi S_{\varphi \text{ opt}}(f) f^2 \quad 2.20$$

Connaissant cette relation, il est possible d'établir une limite quantique pour le bruit de phase à partir de la formule de Schawlow-Townes modifié, qui dit que la largeur de bande à mi-hauteur FWHM $\Delta \nu_{\text{ST}}$ limité par la quantique [75,85] est donnée par :

$$\Delta \nu_{\text{ST}} = \frac{\theta h \nu l_{\text{tot}} T_{\text{OC}}}{4 \pi T_{\text{R}}^2 P_{\text{out}}} \quad 2.21$$

où θ est le facteur d'émission spontanée ; $h \nu$, l'énergie du photon ; l_{tot} , les pertes totales de la cavité ; T_{oc} , la transmission du coupleur de sortie ; T_{R} , le temps aller-retour de la cavité et P_{out} , la puissance moyenne de sortie du laser. De cette équation, pour le laser du chapitre 5,

$\Delta\nu_{ST}$ est de $1,2 \text{ E-5 Hz}$. De cette relation, il est possible de déduire comment réduire le bruit de phase.

Diminution

Ainsi, d'après la formule 2.18, pour avoir un faible niveau de bruit de phase optique, il vaut mieux alors avoir une grande cavité avec beaucoup de puissance moyenne et de faibles pertes. Finalement, notons que les fluctuations de la longueur de la cavité (par la vibration de miroirs ou par des changements de température, donc d'indice de réfraction dans le milieu de gain) introduit également un bruit de phase optique supplémentaire [75]. Il sera donc important de tenter d'éliminer toutes formes de fluctuations de la longueur de la cavité pour diminuer le bruit de phase.

Cas du blocage de modes actif

En pratique, dans le blocage de modes actif, le signal de contrôle du modulateur ajoute souvent un bruit de phase qui peut faire en sorte que le bruit total soit plus élevé que pour un blocage de modes passif [5]. Une attention particulière devra donc être portée à réduire au maximum le bruit ajouté par le signal de contrôle si le blocage en mode actif est choisi.

Cas du blocage de modes passif

Pour le blocage de modes passif, il faut prendre en compte une contribution au bruit de phase optique ajoutée par le processus de blocage de modes. Il existe cependant des différences dans le bruit ajouté, surtout aux basses fréquences, selon le type d'absorbant saturable lent³ ou rapide. Par exemple, Paschotta et al. [75] calcule un bruit supérieur de 25 dB, pour un absorbant saturable lent aux basses fréquences, en comparaison avec l'absorbant saturable rapide. La différence réside dans le fait que l'absorbant lent, qui peut être par exemple dans certain cas un SESAM, atténue plus le front avant de l'impulsion que le front arrière. Ceci a pour conséquence une fluctuation de la fréquence optique centrale qui se couple dans le bruit de phase optique. Le bruit de phase optique supplémentaire résulte en une augmentation de la largeur de bande de plusieurs ordres de grandeur. Quant à l'absorbant saturable rapide, comme il traite l'impulsion de manière plus symétrique, par conséquent il introduit moins de bruits. De plus, l'absorbant saturable rapide induit moins de couplage que l'absorbant saturable lent. Donc, pour une faible largeur de bande optique et donc peu de bruits de phase optique, il vaut mieux choisir un absorbant saturable rapide. Evidemment, le blocage de modes par effet Kerr induit des non-linéarités qui favorisent également le couplage entre les bruits. Donc, en réalité, la limite de la largeur de bande sera de plusieurs ordres de grandeur supérieure à la limite de Schawlow-Townes même si seulement les bruits d'origine quantique sont considérés.

En conclusion, pour diminuer le bruit de phase optique, il convient d'avoir des cavités longues avec beaucoup de puissance moyenne et peu de pertes. Dans le cas du blocage de modes passif, un absorbant saturable rapide sera préféré à un absorbant saturable lent.

³ Un absorbant saturable rapide est un absorbant dont le temps de recouvrement est en dessous de la durée des impulsions. Pour un absorbant saturable lent, le temps de recouvrement est au dessus de la durée des impulsions [89,190]. Il existe aussi des blocages de modes à partir d'effets instantanés comme l'effet Kerr.

2.4.3 Bruit de gigue temporelle (« timing jitter »)

Le bruit de gigue temporelle résulte des fluctuations de la position temporelle des impulsions. La gigue temporelle peut avoir une origine mécanique comme la vibration de miroirs [85] ou la fluctuation de la température du milieu de gain, tous deux menant à de faibles changements de la longueur de la cavité. La vibration des miroirs, si elle est présente, est la contribution qui fixera la limite inférieure du bruit de gigue temporelle. Elle peut aussi seulement avoir une origine quantique qui mène toujours à une limite inférieure de gigue temporelle, bien que souvent très faible. Ce bruit peut être quantifié de la même façon que le bruit d'intensité par une valeur RMS sur une certaine bande passante déterminée par la densité spectrale de puissance des déviations temporelles par rapport à une horloge ou par des mesures relatives entre deux lasers [76]. En l'absence de bruits d'origine technique, sa limite inférieure est celle du bruit quantique. Il est intéressant de noter que le bruit de gigue temporelle peut être la principale cause du bruit de phase optique [74].

Le bruit de gigue temporelle est parfois utilisé sous la forme d'une phase temporelle φ_t (à ne pas confondre avec le bruit de phase optique) selon la relation suivante [75] :

$$\varphi_t = 2\pi f_{rep} \Delta t \quad 2.22$$

où Δt est la déviation de la position temporelle de l'impulsion, par exemple, par rapport à une référence n'ayant pas de bruits, et f_{rep} est la fréquence de répétition. Pour la relation entre la phase temporelle et la déviation temporelle, la densité spectrale de puissance suivante est utilisée :

$$S_{\varphi_t}(f) = (2\pi f_{rep})^2 S_{\Delta t}(f) \quad 2.23$$

où f est la fréquence du bruit. Ce bruit est aussi directement relié au bruit de la fréquence de répétition par la relation suivante :

$$S_{\varphi_t}(f) = \frac{S_{f_{rep}}(f)}{f^2} \quad 2.24$$

La limite quantique intra-cavité est définie par une densité spectrale de puissance bilatérale pour un laser à blocage de modes par absorbant saturable rapide comme :

$$S_{\Delta t}(f) \approx \frac{0,5297 h\nu g \tau^2}{(2\pi f)^2 E_p T_{rt}} [85] \approx \frac{0,53 \theta h\nu l_{tot} \tau_p^2}{(2\pi f)^2 E_p T_{rt}} [75] \quad 2.25$$

où $h\nu$ est l'énergie du photon, g est le gain en intensité, τ_p est la durée des impulsions à mi-hauteur (FWHM), E_p est l'énergie des impulsions intra-cavité et T_{rt} est le temps aller-retour de la cavité. Dans la seconde équation, θ est le facteur d'émission spontanée et l_{tot} sont les pertes totales de la cavité incluant le coupleur de sortie. La constante 0,53 est donnée pour des impulsions de forme sech^2 . La constante serait d'une valeur de 0,36 pour une impulsion de forme gaussienne. Pour l'oscillateur avec un coupleur optimum du chapitre 5, 2.22 donne une valeur de $S_{\Delta t}(f)$ de $7,35\text{E-}27/\text{f}^2$ s.

Sa limite quantique en version phase temporelle se définit également de la façon suivante :

$$S_{\varphi_t}(f) \approx \frac{0,53 \theta h\nu l_{tot} \tau_p^2 f_{rep}^2}{E_p T_{rt} f^2} [75] \quad 2.26$$

Pour l'oscillateur du chapitre 5, $S_{\phi,t}$ est de $2,4E-9/f^2$ Hz. Notons en passant que puisque $\tau_p f_{rep}$ est généralement très inférieur à 1, la limite quantique du bruit de phase temporelle est plus faible que la limite quantique du bruit de phase optique. Par contre, comme les fluctuations de la longueur de la cavité affectent plus le bruit de phase optique que celui de phase temporelle, en pratique il est donc beaucoup plus difficile d'atteindre la limite quantique de la phase optique que celle de la phase temporelle.

Comme le bruit varie en f^{-2} , la limite du bruit aux hautes fréquences devrait être en dessous du niveau quantique fondamental (défini par le bruit des photons). Cependant, il n'en est rien puisque lorsque l'impulsion sort de la cavité, le bruit introduit par les fluctuations du vide est dominant aux hautes fréquences. La limite quantique aux hautes fréquences sera donc définie par la limite quantique du bruit de fluctuations du vide et non par le bruit de gigue temporelle.

Méthodes de mesures

La méthode la plus populaire et la plus simple techniquement pour mesurer le bruit de gigue temporelle est celle de von der Linde [86]. Von der Linde dérive la densité de puissance d'un laser ayant du bruit, ce qui donne l'équation (13) de [86] :

$$P_F(\omega) = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 |\tilde{f}(\omega)|^2 \sum_{\mu} [\delta(\omega_{\mu}) + P_A(\omega_{\mu}) + (2\pi\mu)^2 P_J(\omega_{\mu})] \quad 2.27$$

où T est l'inverse de la fréquence de répétition du laser (f_{rep}), f est l'enveloppe du faisceau laser variant lentement, δ est le train d'impulsion sans bruit, P_A est le bruit d'amplitude, P_J est le bruit de gigue temporelle, ω est la fréquence du laser, ω_{μ} est défini comme $(\omega - 2\pi\omega/T)$ et μ est un nombre entier variant de $-\infty$ à $+\infty$, représentant le numéro de l'harmonique de la fréquence de répétition. Les équations (14) et (15) de [86] permettent de retrouver la valeur RMS du bruit d'amplitude ou de gigue temporelle :

$$\text{Bruit d'amplitude RMS} = \delta A^{RMS} = \sqrt{\int_{+\infty}^{-\infty} P_A(\omega) d\omega} \quad 2.28$$

$$\text{Bruit de gigue temporelle RMS} = \delta t^{RMS} [s] = \frac{\sqrt{\int_{+\infty}^{-\infty} P_J(\omega) d\omega}}{2\pi\mu f_{rep}} \quad 2.29$$

Selon l'équation 2.24, comme le bruit de gigue temporelle dépend d'un facteur proportionnel au carré du numéro de l'harmonique, la méthode de von der Linde permet d'extraire ce bruit du bruit d'amplitude (intensité) qui ne dépend pas du numéro de l'harmonique. La méthode consiste donc à extraire le bruit de gigue temporelle en mesurant le bruit aux harmoniques supérieures du taux de répétition du laser avec une photodiode et un analyseur de spectre. A partir de la courbe de bruits obtenue, l'intégration sous la courbe permet de calculer le bruit de gigue temporelle RMS comme le montre l'équation 2.26.

Cette méthode est basée sur certaines hypothèses de faibles bruits d'amplitude et de gigue temporelle et d'absence de couplage entre ces deux bruits. Par conséquent, elle n'est pas rigoureusement juste. De plus, il arrive que le bruit de gigue temporelle de l'oscillateur de l'analyseur de spectre puisse cacher le bruit du laser [76]. Cette méthode permet toutefois une bonne estimation du bruit de gigue temporelle [87].

Une autre méthode consiste à comparer la gigue temporelle relative de deux lasers synchronisés [76]. Le désavantage, c'est qu'il faut avoir deux lasers avec un taux de répétition semblable ou un laser avec très peu de bruits et un oscillateur électronique, de préférence accordable en fréquences. Cette méthode n'est parfois [87] pas plus précise que la méthode de von der Linde.

Couplages

Le bruit de position de la fréquence centrale peut se coupler dans le bruit de gigue temporelle par la dispersion [85]. Le bruit d'intensité se couple également dans le bruit de gigue temporelle [85] via les absorbants saturables lents (sauf si l'absorbant saturable se trouve dans un certain régime de saturation où la durée de l'impulsion est minimum) et via des changements dans le milieu de gain [85]. Finalement, le bruit de la durée des impulsions peut aussi se coupler dans le bruit de gigue temporelle via les absorbant saturables lents puisque l'absorbant déplace la position des impulsions d'un facteur proportionnel à la durée des impulsions.

Diminution et correction

Notons que d'après l'équation 2.23 [75], comme le bruit varie en T_{rt}^{-1} , le bruit de gigue temporelle d'un laser à blocage de modes peut être réduit en ayant une cavité plus longue. De plus, comme il est aussi inversement proportionnel à l'énergie des impulsions intra-cavité, augmenter l'énergie par impulsion fait diminuer le bruit. Cette diminution n'a cependant pas lieu aux hautes fréquences de bruits, puisque c'est alors le bruit de fluctuations du vide lié à l'énergie des photons sortant de la cavité qui domine le bruit.

Normalement, le bruit de gigue temporelle peut être corrigé à l'aide d'une boucle de rétroaction pour stabiliser la longueur de la cavité. Cependant, il est intéressant de noter que si le bruit de gigue temporelle pour un laser est celui de la limite quantique, la correction active de la longueur de la cavité n'améliorera pas le bruit de gigue temporelle et dans ce cas, il pourrait même augmenter de beaucoup de bruits de phase optique [75].

En conclusion, pour comme pour le bruit de phase optique, pour diminuer le bruit de gigue temporelle, il convient aussi d'avoir des cavités longues avec beaucoup de puissance moyenne, peu de pertes et un absorbant saturable rapide pour le blocage de modes passif.

2.4.4 Bruit de fluctuation du pointé du faisceau

Ce bruit est la fluctuation de la direction de propagation du faisceau laser. Ce bruit est important à contrôler pour le couplage par exemple dans une cavité Fabry-Perot ou dans une fibre. La quantification de ce phénomène est assez délicate et doit respecter un certain nombre de recommandations ([71] article « Beam Pointing Fluctuations »).

Les fluctuations angulaires doivent clairement spécifier la référence spatiale et parfois temporelle pour les mesures, s'il s'agit de valeurs typiques, absolues, RMS, les conditions environnementales de mesures, l'échelle de temps ou de fréquences et enfin les conditions physiques de mesures (après focalisation, directement en sortie de laser...).

Il est à noter que le passage d'un faisceau laser dans un montage optique va nécessairement changer l'importance et le type de fluctuation du pointé, même si les composants sont parfaitement stables mécaniquement. Par exemple, pour un faisceau ayant un diamètre constant qui passe dans un télescope avec un grossissement de deux, son diamètre à la sortie

sera deux fois plus grand, mais la valeur de la fluctuation angulaire RMS sera deux fois plus petite. Ce comportement peut être compris à l'aide de l'optique géométrique.

Diminution

Evidemment, la stabilité mécanique des pièces du laser est importante pour diminuer le bruit de fluctuation du pointé. Il faut aussi s'assurer qu'il n'y a aucune dérive lente de la cavité laser. De plus, il faut s'assurer qu'il n'y a pas d'effet thermique direct qui influence le pointé du faisceau. Ceci est le cas dans les lasers ayant une lentille thermique dans le milieu de gain qui peut défléchir le faisceau laser, surtout s'il y a mauvais alignement à l'intérieur de cette lentille. Idéalement, la cavité devra être conçue pour être peu sensible à un léger désalignement.

2.4.5 Bruits à la fréquence de répétition⁴

Les bruits mesurés à la fréquence de répétition d'un laser avec une photodiode et un analyseur de spectre (ou l'analyseur de signaux) sont à la fois les bruits d'amplitude et les bruits de gigue temporelle. Dans une première approximation, il peut s'agir du bruit d'amplitude [86], puisque à la fréquence de répétition, la mesure n'est pas très sensible au bruit de gigue temporelle. Par conséquent, comme il n'est pas possible d'affirmer avec certitude la nature du bruit à la fréquence de répétition, le bruit lors des mesures à cette fréquence, au chapitre 7, est nommé densité spectrale de puissance (DSP) à la fréquence de répétition (F_{rep}), définissant une limite totale supérieure de bruits.

2.4.6 Autres bruits

Il existe aussi d'autres types de bruits tels que :

- le bruit de la durée des impulsions causé par les pertes de la cavité et pouvant se coupler dans les bruits de la gigue temporelle par un absorbant saturable lent [85],
- le bruit de la fréquence centrale du laser qui peut se coupler au bruit de phase optique par un absorbant saturable lent et au bruit de gigue temporelle par la dispersion intra-cavité [85],
- des bruits aux très basses fréquences comme la dérive de la fréquence centrale ou du taux de répétition...

2.5 Bruits du laser et Fabry-Perot

Dans le cas qui nous intéresse dans le cadre de ce travail, le bruit d'un laser est nuisible à son couplage dans une cavité Fabry-Perot. En effet, le défi est d'arriver à avoir deux cavités à la même fréquence de répétition et à faire correspondre les peignes de fréquences des deux cavités pour avoir un bon couplage et donc une bonne amplification par la cavité passive.

⁴ A ne pas confondre avec le bruit de la fréquence de répétition lié au bruit de gigue temporelle

Pour y arriver, il est nécessaire d'avoir le moins de bruits possible venant des deux cavités. Pour le laser, les bruits d'origine technique et quantique perturbent la cavité, puisqu'il possède un milieu amplificateur actif et une méthode de blocage de modes.

2.5.1 Fabry-Perot et bruit

Un Fabry-Perot est une cavité pouvant servir à une amplification passive. A l'intérieur de celle-ci, l'amplification augmentera d'abord rapidement, puis ralentira pour approcher de son état d'équilibre de manière asymptotique. La constante de temps pour la saturation de la cavité est donnée par le temps de réponse de la cavité (ou « ring-down time ») τ_{FP} [90]. Dans le cas d'une cavité à deux miroirs, pour une situation où la superposition des impulsions est parfaite, la transmission de la cavité sera de 1 (pour un laser de puissance égale à 1 à l'entrée) et la réflexion de zéro puisque ce qui sera réfléchi interférera de manière destructive avec ce qui ressort à l'entrée de la cavité. En effet, pour une cavité sans pertes ($L = 0$) et des miroirs identiques (réflectivité de R et transmission de T donc $L+R+T = 1$), le champ du signal amplifié dans le Fabry-Perot qui retourne dans la direction du laser est d'amplitude identique et de phase opposée à celui du laser. Par conséquent, une interférence destructive intervient entre la réflexion et la transmission du miroir d'entrée de la cavité et la réflexion totale est alors égale à zéro. Dans ce cas, l'intensité intra-cavité peut être aussi large que $1/T$. Cependant, dans la réalité, la cavité présente des pertes ($L \neq 0$). Par conséquent, la réflexion sera supérieure à zéro. L'intensité maximale transmise (H_{max}) sera de :

$$H_{max} = \frac{T}{(1-R)^2} < 1 \quad 2.30$$

L'intensité intra-cavité sera au maximum de $1/T$ de l'intensité de sortie de la cavité. Une propriété importante de la cavité est la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la fréquence de résonance de la cavité :

$$\Delta \nu_{FP} = \frac{\gamma_{FP}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau_{FP}} = \frac{ISL}{F} \quad [90] \quad 2.31$$

où γ_{FP} est l'inverse du taux de pertes de la cavité, τ_{FP} , est le temps de vie de la cavité (« ring-down time »), et ISL est l'intervalle spectral libre, son inverse est le temps mis par une impulsion pour faire l'aller-retour dans la cavité :

$$ISL = c/2L \quad 2.32$$

où c est la vitesse de la lumière, L est la séparation entre les deux miroirs et F est la finesse de la cavité. Pour une cavité à deux miroirs avec des réflectivité R_1 et R_2 , la finesse est définie par [10] :

$$F = \frac{\pi(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - (R_1 R_2)^{1/2}} \approx \frac{ISL}{\Delta \nu_{FP}} = \pi G \quad 2.33$$

où G est le gain théorique de la cavité. Pour la cavité Fabry-Perot, comme son amplification est passive, la principale contribution aux bruits provient de la vibration des miroirs. Celle-ci

perturbera l'intervalle spectral libre (ISL), correspondant au temps aller-retour dans une cavité, soit l'équivalent de son taux de répétition. L'utilisation de montures très stables et de la mise sous vide de la cavité permettront de réduire ces bruits au maximum. Par ailleurs, une autre contribution est celle du bruit de fluctuations du vide entrant par les pertes des miroirs, qui est cependant très faible vu la très grande réflectivité des miroirs.

2.5.2 Couplage dans un Fabry-Perot

Pour permettre un bon couplage, la fréquence de répétition du laser et l'ISL du Fabry-Perot, ou une harmonique, doivent être identiques. Afin de permettre d'établir un critère de stabilité sur la fréquence de répétition permettant de déterminer le pourcentage de couplage dans le Fabry-Perot, il est possible de procéder comme suit [7] : en première estimation, il est possible de déterminer le bruit de phase temporelle de la fréquence optique du mode n (δv_n) à partir de celui de la fréquence fondamentale de répétition (δf_{rep}), par la relation suivante :

$$\delta v_n = n \delta f_{rep} \quad 2.34$$

où la contribution due à un décalage (« offset ») de la fréquence de répétition par rapport à une référence est volontairement négligée. Puis, pour obtenir un bon couplage du laser dans la cavité Fabry-Perot, le bruit de phase temporelle RMS du mode n du laser (δv_n^{RMS}) devra être une fraction de la largeur spectrale du Fabry-Perot (Δv_{FP}). Un bon couplage peut être évalué en fonction de la convolution entre les gaussiennes des largeurs de bande des deux cavités dont le rapport des largeurs est donnée par :

$$R(\eta) = \Delta v_{FP} / \delta v_n^{RMS} \quad [7]. \quad 2.35$$

Pour coupler 90% de la puissance dans le Fabry-Perot, il faut un rapport $R(\eta) = 6$ [7]. Donc, pour avoir un bon couplage :

$$\delta v_0^{RMS} < \Delta v_{FP} / R(\eta) \text{ donc } \delta v_n^{RMS} < ISL / (F \times R(\eta)) \quad 2.36$$

Ainsi, plus la finesse de la cavité sera grande, plus la condition sera sévère. Enfin, la formule suivante permet de trouver la condition sur le bruit de phase temporelle RMS du taux de répétition :

$$\delta f_{rep}^{RMS} < \delta v_n^{RMS} / n \quad 2.37$$

Par exemple, un laser ayant un taux de répétition de 75 MHz et une longueur d'onde de 800 nm pourrait être couplé à une cavité ayant un intervalle spectral libre de 75 MHz et une finesse de 3600. Pour une cavité de finesse 3600 et de ISL 75 MHz, nous avons un critère sur le bruit RMS de phase temporelle de la fréquence de :

$$\delta v_n^{RMS} < 3,5 \text{ kHz}$$

Pour des lasers à 800 nm, avec un taux de répétition de 75 MHz, la fréquence est de :

$$\nu = \frac{h}{c} = 375 \text{ THz}$$

où c est la vitesse de la lumière. Et n , le nombre de modes est donné par :

$$n = \nu / 75 \text{ MHz} \approx 5E + 06$$

Finalement, le critère de bruit de phase optique du taux de répétition RMS donne pour des longueurs d'onde de 800 nm :

$$\delta f_{rep}^{RMS} < 700 \text{ } \mu\text{Hz} .^5$$

Le bruit RMS de la fréquence de répétition sur toute la plage des fréquences doit donc être inférieur à 700 μHz . La Figure 2.5 tirée de [7] illustre une mesure de la densité spectrale de puissance de la fréquence de répétition d'un oscillateur Ti:Saphir (courbe (1)). Cet aspect de courbe est typique de plusieurs lasers ne possédant pas d'asservissement sur une référence stable. La valeur RMS du bruit du taux de répétition du laser calculée à l'aide de l'équation 2.10 sur la plage de fréquences illustrée donne une valeur de 0,3% RMS, équivalent à 43 ps RMS ou 243 kHz RMS.

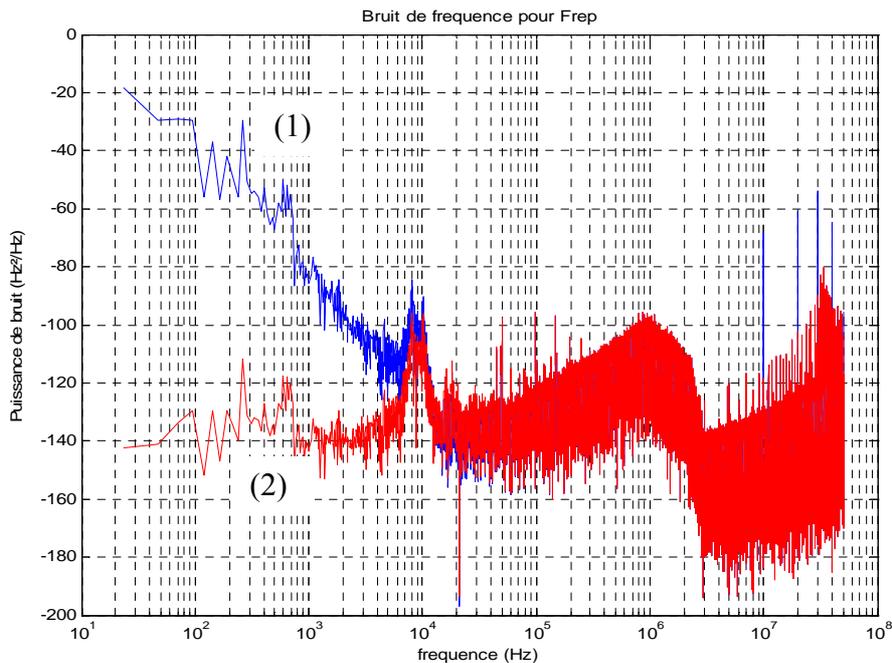


Figure 2.5 Densité spectrale de puissance de gigue temporelle de l'oscillateur Ti:Saphir Mira de Coherent [7] non asservi (1) avec une valeur RMS calculé par l'analyseur de bruit de phase sur toute la bande de fréquences illustrées de 243 kHz. Avec asservissement (2).

Considérant la différence de plusieurs ordres de grandeur entre 243 kHz et la stabilité à atteindre de l'ordre de 1 mHz pour avoir un couplage de 90 %, il est évident que le laser ne peut pas se coupler correctement dans la cavité Fabry-Perot sans que son bruit de fréquence de répétition ne soit réduit. Afin de réduire les bruits, il faudra que l'oscillateur soit asservi sur une référence stable externe pour stabiliser son taux de répétition.

⁵ Pour les mêmes caractéristiques mais pour des longueurs d'onde de 1064 nm et 532 nm, la condition serait respectivement de 924 et 462 μHz .

Lors de l'asservissement, la réduction du bruit se fait par le gain de la rétroaction tel qu'illustré à la Figure 2.6.

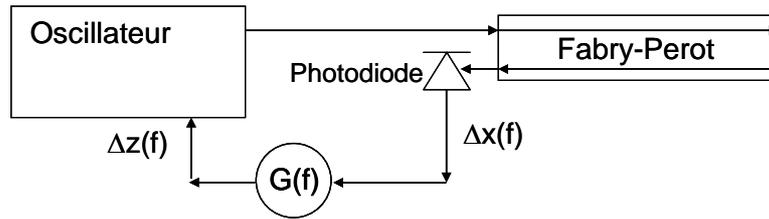


Figure 2.6 Schéma de la rétroaction.

Pour avoir une bonne réduction du bruit, le gain de la rétroaction doit être maximum aux fréquences où il faut plus atténuer le bruit, tout en respectant les règles de stabilité de la boucle [7]. D'après la Figure 2.5, il est possible d'en déduire que le gain devra être plus fort aux basses fréquences et moins à mesure que la fréquence augmente jusqu'à la limite d'environ 10 kHz, au-delà duquel, l'asservissement ne peut plus corriger. La courbe (2) de la Figure 2.5 illustre la réduction du bruit de la fréquence de répétition obtenu par [7] à l'aide de la méthode Pound-Drever-Hall (PDH) (voir la section 2.4.3 et [7]) en asservissant l'oscillateur laser sur leur cavité Fabry-Perot.

Cette courbe montre qu'il est possible de réduire fortement le bruit de la fréquence de répétition par l'asservissement. Le bruit RMS de fréquence de répétition est d'alors environ 1 mHz [91], atteignant la valeur souhaitée pour un bon couplage. Dans cet exemple, le niveau de bruit du plancher de mesure est alors atteint sur presque tout le spectre à l'exception de quelques pics de bruits. Donc, cette méthode de réduction du bruit est très utile et par conséquent, l'asservissement devra également être appliqué à tous lasers souhaitant être injecté dans une cavité Fabry-Perot de très haute finesse.

Conclusion

Il est presque inutile d'établir des critères précis avec des valeurs chiffrées pour le bruit à atteindre avec le laser non asservi, puisqu'il sera nécessaire de l'asservir pour l'injection dans une cavité de haute finesse. Cependant, il est possible de déduire certaines caractéristiques que devra avoir le laser afin d'atteindre plus facilement la valeur chiffrée de bruits disponible avec l'asservissement :

- Comme l'asservissement a une fréquence de coupure autour de 10 kHz, due à des limitations techniques, le bruit devra être le plus faible possible au-delà de cette fréquence.
- Comme des défauts d'une courbe de bruit (pics, bosses) peuvent faire augmenter rapidement la valeur RMS du bruit, le laser devra en présenter le moins possible.
- Enfin, moins le laser sera bruyant aux basses fréquences, moins la boucle d'asservissement sera sollicitée. Ainsi, l'asservissement sera facile à mettre en œuvre et permettra de réduire efficacement les bruits du laser.

2.5.3 Stabilisation active des lasers : l'asservissement

La stabilisation active des lasers est utilisée pour réduire les bruits d'un laser, principalement aux fréquences des bruits techniques, afin d'obtenir le laser le moins bruyant possible. Bien qu'il existe des méthodes passives comme par exemple, la stabilisation de la fréquence d'un laser à partir d'une référence optique stable, comme le « nettoyage » du faisceau laser en passant dans une cavité Fabry-Perot (« mode-cleaner ») [59], de l'injection d'un autre laser (« injection locking)... ([71] article « Stabilization of lasers ») ou la stabilisation de la CEP par une méthode auto-référencée [92], ce sont les méthodes actives qui sont les plus utilisées. Evidemment, ces méthodes actives fixent parfois de nouvelles limites inférieures aux niveaux de bruits qui peuvent être atteints. En effet, la méthode ajoutera souvent son propre bruit au système et peut même créer des instabilités du fait de la boucle de rétroaction. Les facteurs qui influenceront la stabilité atteinte seront entre autres : le bruit de photodétection, les bandes passantes des éléments, l'architecture des systèmes électroniques, le plancher de mesure de bruit des instruments ou la stabilité de la référence ([71] article « Stabilization of lasers »).

Dans la littérature, il existe différentes méthodes d'asservissement. Nous n'allons pas entrer dans les détails puisque l'asservissement dépasse le cadre de l'étude rapportée dans ce manuscrit. Voici cependant une brève description des trois méthodes les plus communes.

Méthode Pound-Drever-Hall (PDH)

Une des méthodes d'asservissement la plus largement utilisée est la méthode Pound-Drever-Hall (PDH). Cette méthode d'abord développée par Pound pour les micro-ondes a ensuite été reprise par Drever et Hall [93,94] pour la stabilisation en fréquence des lasers. Cette méthode peut aussi être appliquée pour la stabilisation du taux de répétition d'une cavité laser sur une autre cavité ou sur toute autre référence. Dans un oscillateur asservi sur un Fabry-Perot, elle consiste en la modulation du signal du laser pour créer des bandes latérales (« sidebands »), injectées dans la cavité passive permettant, suite à la réflexion sur le miroir d'entrée du Fabry-Perot, d'obtenir un signal d'erreur. Ce signal d'erreur permettra d'extraire l'information pour corriger à l'aide d'un moteur et/ou d'un actuateur piézo-électrique en plus ou en moins la longueur de l'oscillateur. Elle peut aussi servir à corriger la puissance de pompe à l'aide d'un modulateur acousto-optique ou électro-optique. Cette méthode offre l'avantage de la relative facilité de mise en œuvre et celui de connaître la direction dans laquelle il faut corriger la longueur de la cavité.

Méthode verrouillage par inclinaison « tilt-locking »

Cette méthode a été développée par Shaddock et al. en 1999 [95]. Elle consiste en l'obtention du signal d'erreur, extrait du signal d'interférence de modes transverses, mesuré par une photodiode à quatre quadrants, lors d'un défaut d'injection dans le Fabry-Perot. Pour générer le signal d'interférence, il faut légèrement moduler l'injection avant la cavité et donc, causer des pertes d'injections. Le signal d'erreur obtenu permet alors de corriger le bruit du paramètre laser mesuré à l'aide de la cavité externe.

Méthode « Hänsch-Couillaud »

Une autre méthode développée par Hänsch et Couillaud [96] consiste à retrouver le signal d'erreur à partir de l'analyse de la polarisation réfléchiée par le Fabry-Perot, permettant la correction du bruit. Elle utilise les propriétés de polarisation d'une cavité comportant un élément biréfringent ou si elle est triangulaire. La polarisation qui n'est pas en résonance forme l'horloge de référence et la comparaison entre les deux polarisations permet d'obtenir

le signal d'erreur. Cette méthode est très utilisée dans le domaine des peignes de fréquences (par exemple, voir [71], article « Frequency Combs »).

Finalement, voici quelques exemples de paramètres laser possible à corriger avec un système d'asservissement :

- Pour stabiliser la puissance de sortie d'un laser, il est possible de la mesurer, et par une boucle de rétroaction, de la corriger en temps réel. La rétroaction peut être faite sur une composante, à l'intérieur ou à l'extérieur de la cavité, qui fait varier des pertes, comme pour un mangeur de bruits (« noise eater ») pour diminuer le bruit d'intensité des lasers ou directement sur le laser de pompe. Cette méthode peut servir à la stabilisation en amplitude d'un laser ou d'une diode de pompe.
- Pour la stabilisation du pointé de faisceau, la correction se fait à l'aide d'un élément qui permet de mesurer la position du faisceau, comme une photodiode à quatre quadrants, et d'un élément mobile, comme un actuateur piézo-électrique, qui corrige la position du faisceau à l'aide d'un miroir de la cavité.
- Pour la stabilisation de la phase de la porteuse, il existe une méthode basée sur la mesure de la phase avec un interféromètre $f-2f$ et par une rétroaction via un miroir de la cavité. Une autre méthode utilise la modulation la puissance de pompe [60,88] (voir aussi [71], article « Frequency Combs »).
- Pour contrôler la fréquence d'une composante du peigne de fréquences d'un laser à modes bloqués, la synchronisation des impulsions ou tout simplement la fréquence de répétition d'un oscillateur, il faut contrôler la longueur de la cavité. Dans ce cas, les méthodes de Pound-Drever-Hall, du verrouillage par inclinaison (« tilt locking ») et de Hansch-Couillaud seront utilisées.

2.6 Résumé : bruits laser, origines, couplages et réduction

En résumé, les bruits sont quantifiés à partir de la densité spectrale de puissance qui résulte de la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation des fluctuations normalisées à partir de données recueillies dans le domaine temporel. L'intégrale de la densité spectrale de puissance sur une certaine plage permet de retrouver une valeur RMS du bruit. Les bruits le plus souvent caractérisés sont les bruits d'intensité, de phase optique et de gigue temporelle. Les valeurs du bruit sur une plage de fréquences sont le plus souvent retrouvées à partir de mesures effectuées à l'aide d'un analyseur de spectre et d'un montage électronique plus ou moins complexe, ou par la comparaison de deux lasers.

De plus, dans les mesures de bruits, il faut rappeler que la mesure ajoute elle-même du bruit. Finalement, il a été déterminé que la plupart des lasers sans asservissement (« free-running ») présentent un bruit trop important pour arriver à un bon couplage dans une cavité Fabry-Perot de haute finesse. Il sera donc nécessaire de recourir à des techniques d'asservissement du laser sur une référence stable, afin de réduire ses bruits et d'obtenir un bon pourcentage de couplage dans la cavité d'amplification passive Fabry-Perot.

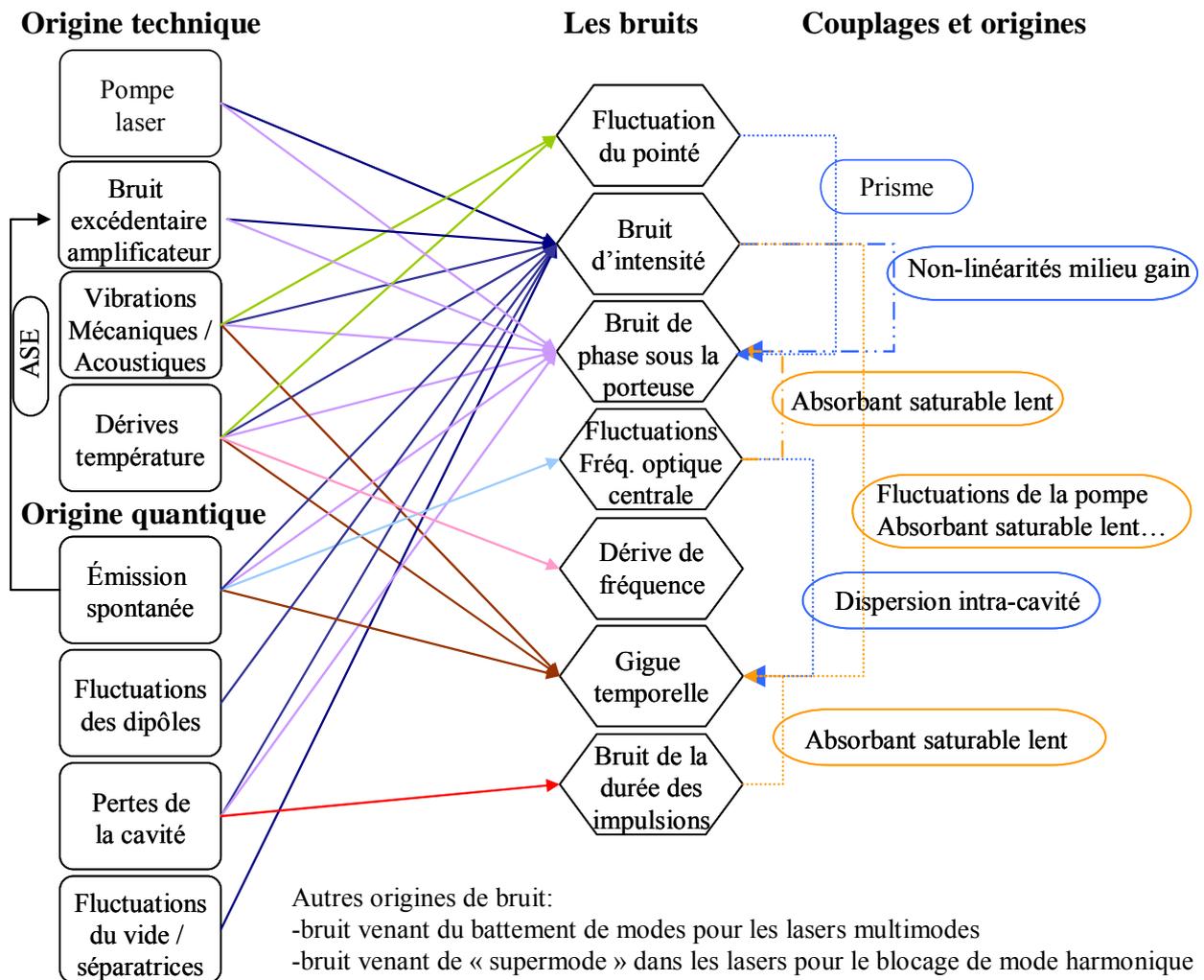


Figure 2.7 Origine des bruits lasers et leurs couplages.

Les bruits laser peuvent être séparés selon deux origines : technique ou quantique. Les détails de ces origines et leur conséquence sur les principaux bruits laser sont résumés à la Figure 2.7. Plusieurs de ces bruits sont reliés entre eux par des effets physiques linéaires ou non-linéaires. La Figure 2.7 résume également les différents couplages entre les bruits et leurs origines. Ces couplages ont pour conséquence que même si un bruit en lui-même ne perturbe pas un résultat, il peut par couplage en augmenter un autre, qui sera cette fois défavorable à l'application. Par exemple, pour un couplage dans un Fabry-Perot, le bruit d'intensité n'est pas critique, mais il peut se coupler aux bruits de gigue temporelle par les fluctuations de la pompe. Dans ce cas, le bruit d'intensité va augmenter le bruit de gigue temporelle et nuire à l'empilement des impulsions dans la cavité Fabry-Perot.

Suite à cette étude des bruits laser, de leur origine et de leur couplage, il est aussi possible d'établir un certain nombre de critères qui pourraient permettre d'avoir un laser le moins bruyant possible. Voici les différentes pistes pour réduire le bruit d'origine quantique, le couplage entre les bruits et les bruits d'origine technique.

Réduire le bruit d'origine quantique :

- choisir un matériaux laser quatre niveaux :
 - moins d'émission spontanée ; pas de réabsorption de l'émission laser;
- choisir un matériau laser avec un niveau supérieur ayant une durée de vie plus courte :
 - moins de bruits d'intensité dans la région de la fréquence des oscillations de relaxation [85] induit par la saturation du gain ;
- choisir un matériau ayant une largeur de raie la plus petite possible mais qui supporte quand même la durée des impulsions souhaitée :
 - moins de bruits de la fréquence centrale du laser dans la partie des basses fréquences de bruits, moins de sensibilité à la dispersion ;
- avoir une cavité longue :
 - moins de bruits de gigue temporelle : le milieu de gain et les pertes perturbent la position des impulsions moins fréquemment [85] ;
- avoir des énergies par impulsions élevées :
 - moins de bruits de gigue temporelle aux faibles fréquences [85];
- minimiser au maximum les pertes de la cavité et éventuellement augmenter la puissance intra-cavité :
 - moins de bruits liés aux pertes ;
- pomper bien au dessus du seuil laser :
 - amortissement des oscillations de relaxation ;

Réduire le couplage entre les bruits [85] :

- choisir un matériau laser ayant une grande largeur de bande de gain :
 - moins de couplage des bruits de fluctuation du gain (d'intensité) au bruit de gigue temporelle ;
- choisir un absorbant saturable instantané ou rapide plutôt que lent :
 - moins de couplage du bruit de fréquence centrale, du bruit d'intensité et du bruit de durée des impulsions dans le bruit de gigue temporelle;
- opérer l'absorbant saturable lent dans un régime où la fluence des impulsions intra-cavité à sa surface est environ 3 fois celle de sa fluence de saturation, endroit pour lequel le maximum de déviation temporelle dû à l'absorbant saturable se produit :
 - moins de couplage du bruit d'intensité au bruit de gigue temporelle.
- opérer l'absorbant saturable loin du seuil de blocage de modes :
 - moins de couplage du bruit d'intensité au bruit de gigue temporelle,
- éviter les effets non-linéaires dans la cavité (par exemple l'effet Kerr) en présence d'un absorbant saturable :
 - réduction des dérives de fréquence et évite des mécanismes de couplages supplémentaires, par exemple entre l'intensité et la gigue temporelle;
- diminuer la dispersion intra-cavité :
 - moins de couplage des bruits de fluctuation de la fréquence centrale et des bruits de gigue temporelle ;
- diminuer le taux de répétition :

- moins de couplage du bruit d'intensité au bruit de gigue temporelle ;

Réduire le bruit d'origine technique :

- avoir une cavité stable optiquement,
- avoir un laser isolé des sources de vibrations acoustiques et mécaniques dont celles du sol,
- avoir un bon contrôle de la température,
 - température de la pièce,
 - température du cristal et de la diode de pompe,
- avoir peu de variations de la température des montures de miroir (chasse aux faisceaux parasites sur les montures),
- avoir un laser de pompe peu bruyant
- utiliser des alimentations peu bruyantes ;
- optimiser la conception du laser pour qu'il réagisse moins aux influences du bruit et qu'il soit peu sensible à l'alignement ;
- faire en sorte que le laser ne puisse pas changer de mode en cours d'opération (« mode hopping »), surtout pour les lasers mono-fréquence, mais aussi pour les diodes lasers en s'assurant qu'elles ne changent pas de température.

En conclusion, dans la mesure du possible, un maximum de ces critères doit être appliqué pour développer un laser intrinsèquement peu bruyant, ou à tous le moins, ayant la capacité de donner un laser peu bruyant. Toutefois, le niveau de bruit pour une bonne injection du laser dans un Fabry-Perot de haute finesse est impossible à atteindre directement avec le laser. Par conséquent, il faudra asservir de manière active entre elles les deux cavités, afin de réduire de façon plus importante les bruits du laser. Ceci dit, moins le laser sera bruyant et moins le spectre de bruit ne présentera de défauts, plus il sera simple à asservir.

Chapitre 3 Choix pour le laser

Selon les différents scénarii présentés au premier chapitre, un laser émettant des impulsions d'une durée comprise entre 1 et 20 ps avec une puissance moyenne comprise entre 20 W et 100 W avec une excellente qualité de faisceau serait nécessaire pour notre application. De plus, nous avons aussi vu dans le chapitre précédent, qu'un laser de forte puissance moyenne intracavité, à faibles pertes et à blocage de modes passif par un absorbant saturable rapide permettrait de diminuer les bruits d'origine quantique. Il faut alors faire les bons choix technologiques afin de se placer dans les meilleures conditions pour avoir un oscillateur puissant peu bruyant.

Des lasers commerciaux picoseconde avec une puissance moyenne de 45 à 50 W et à une longueur d'onde de 1 μm existent déjà sur le marché [97,98]. Cependant, souvent la qualité de faisceau n'est pas au rendez-vous ($M^2 > 1,3$). De plus, il est difficile de modifier un laser commercial pour tenter de réduire le bruit, qui est très peu souvent considéré pour la fabrication de lasers. Enfin, compte tenu de l'investissement nécessaire à l'achat d'un laser commercial (> 100 k€), nous avons souhaité développer notre propre laser sur lequel il sera possible de trouver des solutions afin de réduire au maximum les bruits.

Pour atteindre les performances d'un laser décrit dans les différents scénarii, l'architecture peut prendre deux formes. Il est possible de combiner un oscillateur de faible puissance moyenne avec un ou plusieurs étages d'amplification (fibré par exemple) à fort gain ou bien, de partir d'un oscillateur à haute puissance moyenne qui injecte un ou deux amplificateurs à faible gain. Le scénario conservatif avec 20 W à $\sim 1 \mu\text{m}$ pourrait même être atteint avec simplement un oscillateur sans amplification.

Au cours de ce travail de thèse, il a été décidé d'explorer la voie avec des oscillateurs puissants. Ce choix offre l'avantage de plus de simplicité de mise en œuvre et cette solution semble la plus robuste pour un fonctionnement régulier.

Il sera cependant nécessaire de confirmer que cette solution offre des qualités de faisceau et de bruits aussi bonnes sinon meilleures que la première solution. Par conséquent, la première étape de ce travail sera d'obtenir un oscillateur de forte puissance moyenne à une longueur d'onde de 1 μm , avec des impulsions d'une durée entre 1 et 20 ps, à un taux de répétition entre 20 et 100 MHz, avec une excellente qualité de faisceau et peu bruyant.

Ce chapitre est donc consacré à l'étude de la géométrie du milieu à gain, du milieu actif, du mode de pompage, des alimentations électriques et du type de blocage de modes, pour concevoir un oscillateur ayant les capacités d'être le moins bruyant possible tout en respectant les autres critères en vue de l'application.

3.1 Géométrie du milieu à gain de l'oscillateur laser

Lasers solides massifs [85]

Pour les lasers à blocage de modes solides massifs standards, basés sur des cristaux (barreau ou plaque) ou des verres, les cavités sont généralement d'une longueur de l'ordre de un à deux mètres, avec des pertes intra-cavité faibles, un temps aller-retour de cavité de l'ordre de la dizaine de nanosecondes et parfois de fortes puissances moyennes [99,100,101,102,103,104]. Sur ce type de laser, quelques configurations ont d'ailleurs permis de produire des oscillateurs avec plus de 20 W de puissance moyenne et des durées d'impulsion picoseconde, dans des milieux de gain de Nd:YAG [100] ou de Nd:YVO₄ [99,103,104]. Théoriquement, ces cavités pourraient présenter un faible niveau de bruit de gigue temporelle [85]. Toutefois, pour des cavités d'une telle longueur, il est difficile de limiter les vibrations mécaniques et les dérives de température. Par conséquent, les bruits de faibles fréquences inférieures à 1-10 kHz sont importants, mais ceux aux fréquences supérieures le sont beaucoup moins. Toutefois, pour corriger les bruits aux basses fréquences, un schéma simple d'asservissement sur une référence stable peut être utilisé. Donc, comme les bruits aux basses fréquences peuvent être réduits avec une boucle d'asservissement et que les bruits aux hautes fréquences de cette géométrie sont bas, les bruits des lasers solides massifs peuvent être très faibles. Des lasers à état solide continus ont d'ailleurs démontrés de très faibles niveaux de bruits [105].

Lasers solides massifs à disque mince (« Thin-disk »)

Les lasers à disque mince [106,107] sont des lasers solides massifs où le cristal, son refroidissement et son pompage n'ont pas une géométrie standard en comparaison avec le paragraphe précédent. La principale différence réside dans la géométrie du cristal laser : il s'agit d'un cristal de faible épaisseur, plus petite que le diamètre du faisceau. La chaleur est extraite principalement par sa face arrière (direction longitudinale plutôt que transverse), où un miroir hautement réfléchissant aux longueurs d'ondes laser et de la diode de pompe est déposé. Cette configuration permet d'avoir très peu de lentille thermique induite par la différence de température induite par le pompage et de dépolarisation induite, elle aussi, par la thermique. Par contre, comme le milieu de gain est très court, il doit y avoir un nombre important de passages de la pompe (souvent 8 ou 16) pour atteindre une bonne absorption.

Comme il y a très peu de problèmes reliés à la thermique dans ces lasers, ils peuvent atteindre de très grandes puissances moyennes de sortie. Par exemple, un oscillateur basé sur un cristal de Yb:YAG a démontré une puissance de sortie de 80 W, à un taux de répétition de 57 MHz avec des impulsions d'une durée de 705 fs [108]. Encore plus puissant, un oscillateur basé sur un cristal de Yb:Lu₂O₃ a démontré une puissance de sortie de 141 W à un taux de répétition de 60 MHz avec des impulsions d'une durée de 738 fs [109]. Néanmoins, celui-ci a détruit son absorbant saturable au bout de quelques minutes d'opération⁶.

D'un autre côté, l'efficacité optique/optique de ces lasers est souvent limitée en dessous de 25% [110,111]. De plus, comme montré au paragraphe précédent, la durée des impulsions obtenue par des lasers solides massifs à disque mince puissants est trop courte pour nos applications. Toutefois, un filtre spectral intra-cavité pourrait être utilisé [112] pour allonger la durée des impulsions. En introduisant un étalon intra-cavité, un laser à disque mince Yb:YAG avec 12 W de puissance moyenne de sortie a démontré qu'il était possible d'obtenir des durées d'impulsions picoseconde [111]. De plus, la durée des impulsions peut être changée entre 3,3 et 89 ps simplement en changeant la dispersion intra-cavité à l'aide d'un

⁶ Communication orale de l'auteur à CLEO-San Jose (2010).

interféromètre de Gires-Tournois (GTI) [111]. Cependant, dans les lasers à disque mince, le SHB (« spatial hole burning ») [113,114,115] est toujours présent, aidant à diminuer la durée des impulsions. Par conséquent, pour atteindre des durées d'impulsions picosecondes, il est nécessaire de contrecarrer le SHB. Pour ce faire, l'angle du mode laser sur le milieu de gain doit être augmenté afin de réduire les effets du SHB. Toutefois, le SHB ne peut pas être complètement éliminé de ce type de laser. En effet, le faisceau se repli forcément en partie sur lui-même puisqu'il doit être réfléchi par le miroir qui est déposé sur la face arrière du cristal. Le problème avec le SHB c'est qu'il peut induire des piédestals [114], du bruit d'amplitude [116,117] et parfois des instabilités dans le régime de blocage de modes [112], qui pourrait réduire l'amplification dans le Fabry-Perot de haute finesse.

Donc, un laser à disque mince nécessite un développement opto-mécanique important et il est compliqué à mettre en œuvre. De plus, si l'on souhaite éviter le SHB pour des applications comme l'injection dans un Fabry-Perot de haute finesse, cette solution peut difficilement être retenue.

Lasers à état solide fibrés

Les lasers à fibres à blocage de modes présentent souvent de très longues cavités, des pertes plus importantes et une puissance plus faible que ceux à état solide massif. Donc, dans la plupart des cas, le niveau de bruit [87,118,119,120] d'intensité ou gigue temporelle peut être plus important que pour les lasers à état solide. Un autre point qui peut présenter un désavantage est qu'un laser à fibre est plus difficile à asservir qu'un laser à état solide massif, car il faut changer la longueur de la fibre à l'aide d'une technique de chauffage. D'un autre côté, les fibres présentent différents avantages comme une excellente qualité de faisceau et des amplificateurs qui peuvent délivrer de très fortes puissances moyennes [52] grâce à une meilleure gestion de la thermique. Un oscillateur tout fibré pourrait permettre une meilleure stabilité mécanique que les lasers à état solide massif mais des oscillateurs à blocage de modes passif tout fibrés n'existent pas à notre connaissance à une longueur d'onde de 1 μm . Par ailleurs, les méthodes de blocage de modes comme par exemple la rotation non-linéaire de polarisation n'assureront pas un fonctionnement stable et peu bruyant de l'oscillateur. Un blocage de modes par absorbant saturable est aussi possible mais la gestion des non-linéarités limite rapidement la puissance de sortie au Watt. Ainsi, dans certains cas optimisés, ce type de laser pourrait présenter une meilleure stabilisation de la gigue temporelle que celle des lasers à état solide [85] mais au prix d'une complexité et d'un savoir-faire très pointu.

Lasers à émission de surface à cavité extérieure verticale, VECSEL [85]

Pour les VECSELS (« Vertical External Cavity Surface-Emitting Laser») à blocage de modes par SESAM [121], la situation est plutôt avantageuse. Dans ce cas, le bruit venant du milieu de gain peut être très faible et les puissances de sorties de quelques Watt limitent la contribution du bruit quantique à la gigue temporelle. Donc, avec une cavité stable, ce type de laser devrait présenter un très faible niveau pour le bruit de gigue temporelle. Sa limitation en puissance de sortie à quelques Watts est par contre un désavantage.

Oscillateurs paramétriques pompés synchrones [85]

Finalement, des OPOs (« optically pumped oscillator ») pompés synchrones avec des lasers à blocage de modes peuvent aussi être de bon candidat à un faible bruit de gigue temporelle [85]. Cependant, la synchronisation avec le laser de pompe doit être bien contrôlée. Donc, cette méthode nécessite un étage de synchronisation supplémentaire. Par ailleurs, les OPOs pompés avec un laser nanoseconde peuvent souffrir de fluctuations d'impulsion à impulsion. Ceci est dû au fait que dans les OPOs impulsions, l'impulsion a un temps insuffisant pour

atteindre son état stable (« steady-state ») et sa puissance de sortie est donc grandement influencé par le bruit [122].

Cas particulier du NPRO [123]

Une cavité annulaire non planaire entièrement à l'intérieur d'un cristal constitue un oscillateur en anneau mono-fréquence CW (« nonplanar ring oscillator : NPRO »). Sa très grande stabilité en fréquence et sa fiabilité en font son grand intérêt et ces lasers ont démontrés d'excellentes qualités au niveau du bruit [65,73,124]. Toutes ces caractéristiques font que le NPRO est souvent privilégié pour les expériences de métrologie, de spectroscopie ou de détection des ondes gravitationnelles (voir par exemple les projets VIRGO [59] et LIGO [125]). Ces lasers délivrent peu de puissance. A notre connaissance, il n'existe pas de NPRO à blocage de modes

Conclusion

Dans le cadre de notre projet, outre un laser peu bruyant techniquement, d'autres éléments guident le choix de la géométrie du milieu de gain de l'oscillateur laser. L'oscillateur doit :

- avoir de faibles bruits quantiques,
- pouvoir être simple et robuste et pouvoir être fabriqué par nous dans un souci de meilleur contrôle,
- pouvoir être asservi,
- pouvoir avoir un taux de répétition entre 20 MHz et 100 MHz,
- pouvoir délivrer une forte puissance moyenne,
- avoir une bonne qualité de faisceau pour l'empilement dans le Fabry-Perot.

Le Tableau 3.1 illustre un résumé des différentes géométries du milieu de gain de même que leurs points forts (+) et faibles (-) selon les différents critères précités.

Tableau 3.1 Avantages (+) et inconvénients (-) des différentes géométries du milieu de gain d'oscillateurs à blocage de modes

	Cristal Massif	Disque mince	Fibre	Semi-cond. VECSEL	OPO
Bruits techniques	-	-	-	-	-
Bruits quantiques	+	+/-	+/-	+	+
Développement	+/-	-	+	-	+
Mise en œuvre	+	+	+	-	-
Asservissement	+	+	+	+	+
Taux de répétition	+	+	+	+	+/-
Puissance	+	++	-	-	+/-
Pompage	+	+/-	+	+	-
Qualité de faisceau	+/-	+	+	+ [121]	+/-
Total*	5	4	4	1	0

*(-) = -1 ; (+) = 1 ; (+/-) = 0

Comme l'illustre le Tableau 3.1, ces critères éliminent les lasers à semi-conducteurs. Dans le cas des OPOs pompés synchrones, le désavantage majeur est l'ajout d'un étage de synchronisation et donc sa plus grande complexité à mettre en œuvre. Les lasers à fibre

offrent les avantages d'une très grande efficacité et d'une très bonne qualité de mode pour les lasers de forte puissance moyenne. Par contre, un oscillateur fibré délivre peu de puissance moyenne. Enfin, bien que les oscillateurs à disque mince donnent de très fortes puissances moyennes, leur complexité à développer et le fait que le SHB présent dans ces lasers soit à éviter (voir la section plus haut sur les lasers à disque mince) font que cette technologie n'a pas été privilégiée. Par conséquent, l'oscillateur le plus adéquat pour satisfaire le maximum de critères requis est celui basé sur la technologie des lasers bloqués en modes solides massifs.

3.2 Milieu actif

Pour avoir un laser peu bruyant au niveau quantique, le chapitre 2 a permis de déterminer que le laser doit de préférence être à quatre niveaux, avoir un temps de vie du niveau supérieur plutôt bas, une largeur de raie adaptée à la durée des impulsions désirée, une section efficace d'émission stimulée qui doit être grande et un coefficient d'absorption qui doit être grand. D'un autre côté, un critère d'une faible fluence de saturation permet de faciliter le blocage de modes par l'absorbant saturable (voir la section 3.5.2).

Afin de comparer les cristaux laser, le tableau 3.2 rapporte les valeurs numériques de différents paramètres associées à différents milieux de gain laser parmi les plus utilisés.

Tableau 3.2 Propriétés optiques et thermomécaniques/optiques de différents milieux de gain

	Nd:YAG	Nd:YLF	Nd:YVO ₄	Ti:Al ₂ O ₃	Yb:YAG	Yb:verre
<i>Structure du cristal</i>	Cubique [126]	Tetragonal [126]	Zircon tetragonal	Hexagonal	Cubique [126]	
<i>Paramètres de maille [Å] (a/c)</i>	12,01 [126]	5,16 10,85[126]	7,12 6,29[127]	4,748 12,957[128]	12,01 [126]	
<i>Longueur max [mm]</i>	180 [129]	150 [126]	30 [128]	130	70[126]	qq 10 ³
<i>Optiques</i>						
<i>Indices de réfraction n (a/c)</i>	1,82[130]	1,477[131] 1,448	1,9573 2,1652[127]	1,759 1,767[128]	1,82 [126]	1,5
<i>Biréfringence Δn</i>	-	0,023	0,2079	0,0082	-	-
<i>Longueur d'onde d'émission [nm]</i>	1064	1047	1064,3	790	1030	1030
<i>Type de laser</i>	4 niveaux	4 niveaux	4 niveaux	4 niveaux	3 niveaux	3 niveaux
<i>Temps de vie niveau supérieur [μs]</i>	230 [130]	480 [130]	100 [130]	3,2 [130]	951 [132]	1300 [116]
<i>Largeur de fluo FWHM [nm]</i>	0,45 [130]	1,3 [131]	0,8 [130]	180 150[130/132]		
<i>Bande de gain FWHM [nm]</i>	0,6 [126]	1,3 [133]	0,96/1 [127/ 134]	250	8,5 [132]	35 [116]
<i>Durée min théorique [ps]</i>	2,6	0,9	1,5	0,003	0,124 [132]	0,031 [116]
<i>Section efficace d'émission stimulée [10⁻¹⁹ cm²]</i>	2,8/6,5 [130]	1,2/1,8 [130]	4,4(a) 12(c) [127]	2,8 [130]	0,21 [132]	0,01 [116]
<i>Coefficient d'absorption</i>	7,1 [133]	3 [133]	40-1,2 [127]	0,5-2,5 [128]	1 [133]	3 [135]

3. Choix pour le laser

[cm ⁻¹] (% dopage)	(1at.%)	(1at.%)	808/888nm (1at.%)	(0,02- 0,35at.%)	(1at.%)	(15at.%)
Fluence de Saturation [J/cm ²]	0,332 [130]	0,5 [131]	0,06	0,9 [130]	30	50
<i>Thermomécaniques et thermo-optiques</i>						
Conductivité thermique [W/(m-K)]	10,7 [136]	6 [130]	5,10(a) 5,23(c) [127]	33/35 (298K) [128]	10,7	
Expansion thermique [K ⁻¹ x 10 ⁻⁶]	7,5(300K) [130]	8/13 [130]	4,43(a) 11,37(c) [127]	4,78 5,31 [128]	7,8 [133]	
dn /dT [K ⁻¹ x 10 ⁻⁶]	7,3 [130] (300K)	-4,/-2 [133]	8,5(a) 3,0(c) [127]		8,9 [133]	

Il est à noter que le Nd:YVO₄ est un laser à 4 niveaux pour le pompage à 808 nm, mais il l'est aussi pour un pompage à 888 nm [127] puisque l'émission à 1064 nm ne relaxe pas dans le niveau fondamental comme l'illustre la Figure 3.1. Ainsi, il ne peut pas y avoir réabsorption de l'émission contrairement à l'ion Yb.

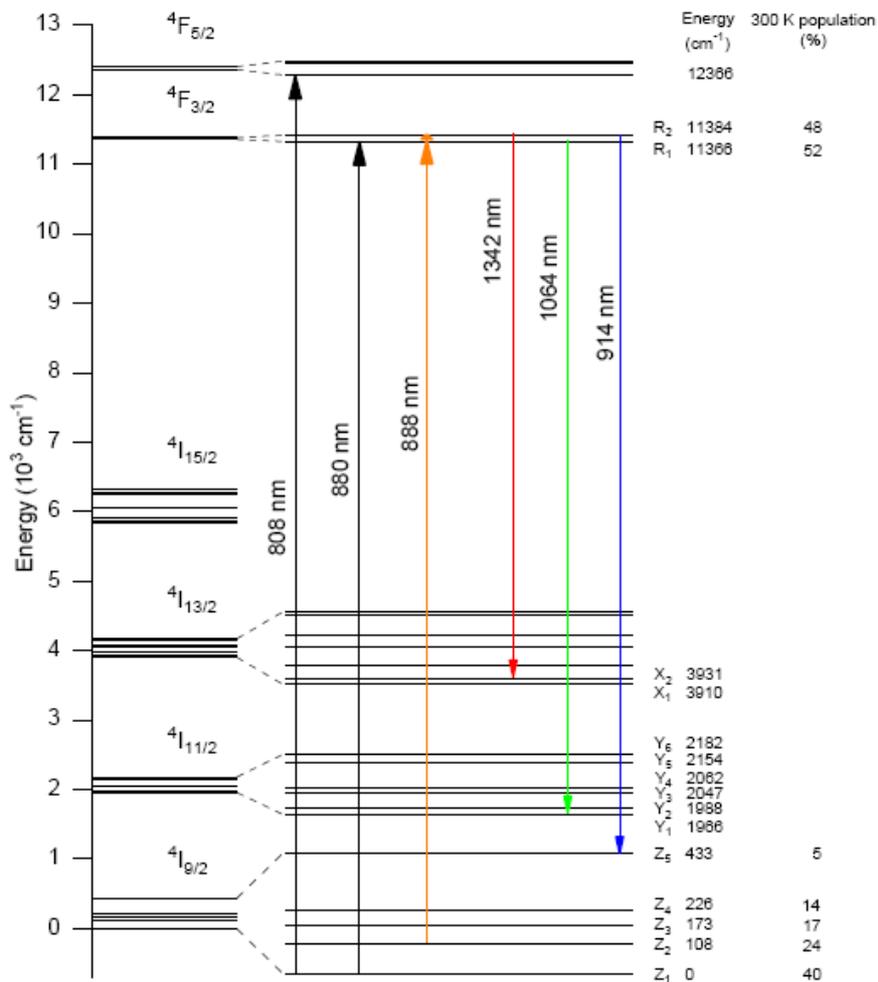


Figure 3.1 Schéma des niveaux d'énergie du Nd:YVO₄ d'après [127]. Les principales transitions pour les longueurs d'onde de pompe et d'émission ainsi que la population des sous niveaux est donnée à température ambiante. Les niveaux d'énergie ont été mesurés à 77 K.

Outre les critères précités sur les propriétés du matériau, un critère sur la puissance de l'oscillateur permet de satisfaire l'exigence d'un oscillateur puissant. Enfin, un critère sur la

pompe permet de déterminer si la pompe de l'oscillateur (diode ou laser de pompe) est plus ou moins bruyante. Tous ces critères sont rapportés au Tableau 3.3 pour permettre de comparer différents matériaux laser fréquemment utilisés en mentionnant leurs points forts (+) et faibles (-).

Tableau 3.3 Avantages (+) et inconvénients (-) de différents milieux de gain pour un oscillateur picoseconde de forte puissance moyenne

	Nd:YAG	Nd:YLF	Nd:YVO ₄	Ti:Saphir	Yb:YAG	Yb:verre
4 niveaux	+	+	+	+	-	-
Temps de vie niv.sup.	+	-	+	+	-	-
Largeur de raie	+	+	+	-	-	-
Section efficace Em.Sti.	+	-	+	-	-	-
Coefficient d'absorption	+	+	+/(808/888nm)	+/-	-	+(fibre)
Fluence saturation	-	-	+	+	-	-
Puissance	+	+	+	-	++	-
Lentille thermique	+/-	-	+/(808/888 nm)	+	+/-	+
Pompe	+	+	+	-	+	+
Total*	6	1	7	0	-3	-3

*(-) = -1 ; (+) = 1 ; (+/-) = 0

Le Tableau 3.3 montre que les milieux de gain Ti:Saphir, Yb:YAG et Yb:verre sont moins susceptibles de satisfaire l'ensemble des critères du fait en particulier de la bande spectrale et de la faible puissance des oscillateurs. Le Nd:YLF est aussi éliminé puisqu'il est beaucoup plus difficile à avoir un Nd:YLF à modes bloqués à cause de sa forte fluence de saturation (voir la section 3.5.2) et la gestion de la lentille thermique est très difficile. Les cristaux de Nd:YAG et de Nd:YVO₄ sont ceux qui remplissent plus les critères, mais la fluence de saturation 5 fois plus élevée dans le cas du Nd:YAG le désavantage par rapport au Nd:YVO₄. Nous étudierons cependant ces deux milieux de gain dans des conditions de pompage différentes.

3.3 Pompage

Aujourd'hui le choix entre pompage par diodes et lampes flash ne se pose plus pour les hautes cadences. Les avantages des diodes produites pour pomper des lasers sont très nombreux : une très grande puissance de pompe disponible à raie étroite recouvrant le pic d'absorption des matériaux et conduisant à moins d'effets thermiques, une plus grande durée de vie (> 10000 heures), un couplage dans une fibre permettant une plus grande flexibilité et une facilité d'implémentation, etc. Les caractéristiques des lasers pompés par diode sont généralement améliorées avec une meilleure stabilité en puissance et de meilleures qualités de faisceaux. De plus, outre les longueurs d'onde largement utilisées comme le 808 nm pour pomper traditionnellement le Nd:YAG et le Nd:YVO₄, de nouvelles longueurs d'ondes sont

de plus en plus largement disponibles commercialement et avec de fortes puissances moyennes.

Pompage radial et pompage longitudinal

Le pompage radial, ou pompage par le côté (« side-pumping »), est un pompage fait perpendiculairement au mode laser tandis que le pompage longitudinal, ou pompage par les extrémités (« end-pumping ») est un pompage dans l'axe du mode laser. Chaque type de pompage présente ses avantages et ses inconvénients. Comme la technologie des lasers à disque mince n'a pas été retenue, nous ne tiendrons pas compte de cette technologie dans les comparaisons suivantes.

Présentons tout d'abord les avantages du pompage radial.

- La technique est bien maîtrisée et très utilisée par les industriels puisque une partie de la technologie est héritée du pompage par lampe flash.
- Les possibilités de délivrer de fortes puissances moyennes sans passer par les faces du cristal sont importantes, puisque pour ajouter de la puissance de pompe, il suffit d'ajouter des diodes et d'allonger le barreau. Ceci est entre autres possible avec des barreaux de Nd:YAG, car, outre les bonnes qualités thermomécaniques de ce cristal, des cristaux avec des longueurs supérieures à 150 mm sont commercialement disponibles.
- La contribution à la lentille thermique par les faces du cristal est moins importante. Elles sont moins déformées que pour le pompage longitudinal pour une même puissance de pompe, puisque la pompe ne passe pas par les extrémités du barreau.
- La qualité de faisceau obtenue peut être très bonne avec les structures de pompage actuelles.
- Enfin, si une structure de pompage toute faite est disponible, un très grand avantage est la facilité de mise en œuvre de ce type de pompage, puisqu'il n'est pas nécessaire de s'assurer de la bonne superposition de la pompe avec le mode laser, comme pour le pompage longitudinal.

Par contre, il y a aussi des désavantages, surtout dans le cas des oscillateurs. Pour la partie optique, plusieurs désavantages découlent du fait que le mode laser occupe nécessairement seulement une partie de la zone pompée du cristal. De ce fait,

- l'efficacité optique et donc le rendement sont limités ;
- il est souvent nécessaire d'ajouter un diaphragme à l'intérieur de la cavité laser pour n'avoir que le mode fondamental TEM₀₀ dans la cavité ;
- il y a une contribution à la lentille thermique des zones non dépeuplées plus importante du fait de son volume pompé plus important ;
- la fluorescence est plus importante et peut chauffer les montures des optiques pouvant amener à des instabilités.
- De plus, comme de très fortes puissances de pompe sont appliquées, une forte biréfringence est induite thermiquement avec un milieu de gain de Nd:YAG. Pour corriger ce problème, il est nécessaire d'insérer dans la cavité d'un élément polarisant, comme une lame positionnée à l'angle de Brewster. L'utilisation d'une deuxième tête laser identique et une lame quart-d'onde permet aussi de compenser la biréfringence induite.
- Enfin, comme les structures de pompage sont issues de longs et coûteux développements, l'acquisition d'une telle structure s'avère plus coûteuse qu'un système de pompage fibré longitudinal.

Pour le pompage longitudinal, en comparaison avec le pompage radial, les principaux désavantages sont :

- les plus faibles puissances produites du fait de la capacité de pompage moindre,

- la plus forte lentille thermique,
- la mise en œuvre expérimentale du pompage plus difficile. Dans ce cas, il faut faire l'adaptation de la taille du faisceau de pompe pour avoir le bon recouvrement avec le mode laser, afin d'obtenir la meilleure efficacité possible.

Ses avantages sont :

- une meilleure efficacité, un meilleur rendement, grâce à son meilleur recouvrement du mode laser et de la pompe.
- une bonne qualité de faisceau,
- une facilité de mise en œuvre, grâce en particulier aux diodes fibrées,
- un coût moindre pour la même puissance de pompe.

Ces différents critères sont rapportés au Tableau 3.5 en mentionnant les points fort (+) et faible (-) pour un pompage radial et longitudinal.

Tableau 3.4 Avantages (+) et inconvénients (-) du type de pompage

	Radial	Longitudinal
Puissance	+	-
Lentille thermique des faces du cristal	+	-
Efficacité optique / Rendement	-	+
Qualité du faisceau	+	+
Polarisation de la pompe	-	+
Facilité de mise en œuvre expérimentale	+	-
Facilité de réalisation à partir de diodes	-	+
Coût	-	+
Total	0	2

*(-) = -1 ; (+) = 1.

Ainsi, principalement à cause du faible rendement du pompage radial, le pompage longitudinal semble présenter plus d'avantages. Par contre, pour faire des lasers très puissants, il peut être avantageux de choisir le pompage radial, surtout à partir de structures de pompage commercialement disponibles.

Cependant, pour cause de disponibilité, nous avons construit un oscillateur Nd:YAG basé sur une structure de pompage radial. Par contre, comme les cristaux de Nd:YVO₄ vendus commercialement ne sont pas assez longs pour s'adapter à cette structure de pompage, il n'a pas été possible de réaliser un oscillateur Nd:YVO₄ basé sur cette structure de pompage. Nous avons alors choisi dans ce cas un pompage longitudinal par diode.

3.4 Alimentations électriques

Pour concevoir un laser peu bruyant, il faut aussi s'interroger sur le bruit des alimentations. Les alimentations d'un laser sont celles des diodes, des moteurs et des actionneurs piézo-

électriques. Elles peuvent être séparées en trois grandes familles : à découpage, linéaire et « maison »⁷.

A découpage

Les alimentations à découpage utilisent un composant en commutation, généralement un transistor. Elles sont généralement composées d'un redresseur pour avoir du courant continu (DC), d'un transistor qui assure le découpage de la tension en tension alternative de fréquence généralement élevée (par exemple + 20kHz), d'un transformateur secondaire, d'un redresseur et d'un filtre pour réobtenir du DC. Ce dispositif permet d'obtenir des sources légères, peu encombrante, efficaces mais ayant des pics de bruits parfois importants à la fréquence de découpage (par exemple 200kHz pour les sources de la compagnie Delta Elektronika) et à ses harmoniques. Elles sont généralement plus bruyantes que les sources linéaires. La plupart des alimentations sur le marché sont maintenant des alimentations à découpage, parce que moins chères à produire et plus compactes.

Linéaires

Les alimentations linéaires stabilisées permettent de délivrer un courant ou une tension très bien régulée malgré des variations de charge ou du réseau. Elles sont constituées d'un transformateur, d'un redresseur (pour le DC), d'un condensateur et d'un régulateur linéaire. Le bruit RMS aura alors une fréquence d'ondulation (« ripple »), mesuré crête-à-crête (c-c) ou pic à pic (p-p) (« peak to peak ») qui sera un multiple de la fréquence du secteur (exemple : 100Hz pour les modèles NTN de la compagnie FUG). Les sources linéaires sont plus grosses, lourdes et moins efficaces, mais plus simples et généralement moins bruyantes que les sources à découpage.

Alimentations « maison »

Afin de réduire encore plus les bruits venant des alimentations, certaines équipes [74,82] utilisent des alimentations pour leur diode de pompe conçues et réalisées à partir de batteries. Ils utilisent le même type d'alimentation pour les actuateurs piézo-électriques. Bien que ces alimentations soient très peu bruyantes, les équipes utilisant ces sources observent quand même un pic dans le spectre du bruit de phase autour de 50Hz (la fréquence du secteur). Néanmoins, entre 50 et 250 Hz, le bruit est très faible comparativement aux régions adjacentes du spectre grâce à leurs alimentations à faible bruit.

Choix de l'alimentation

Pour alimenter des diodes de forte puissance, il est nécessaire de disposer de sources de courant délivrant des courants supérieurs à 50 A.

Le tableau suivant résume les caractéristiques de deux sources de courant peu bruyantes.

Tableau 3.5 Comparaison de deux sources de courant peu bruyantes

Compagnie	Delta Elektronika	Fug
Modèle	SM 15-100	NTN 1400-6,5
Technologie	A découpage	Linéaire
Poids	9,9 kg	70 kg

⁷ Pour entrer dans le budget accordé au projet, nous n'avons pas pu choisir l'alimentation la moins bruyante.

Caract.	Unité		
Tension	V	0 - 15	0 - 6,5
Courant	A	0 - 100	0 - 120
Bruit c-c	mV	8(50)	1-5
Bruit RMS	mA	15(105) ¹	
Bruit c-c	mA	80(560) ¹	1,5-7,5
Fréq. Ondulation	kHz	200	0,1
Temps montée/ descente (10-90%)	ms	6,1(0,2) ¹	100-500
Prix	€	1810(+200€) ¹	8320

¹ Chiffre en parenthèse donné ou estimé (pour le bruit en courant) pour l'option de programmation rapide.
c-c : crête-à-crête.

La recherche de sources de courant présentant les bonnes caractéristiques de tension et de courant pour une diode de forte puissance moyenne a permis de tirer certaines conclusions.

- Certaines sources linéaires sur le marché (de la compagnie Aplab par exemple) sont aussi voire plus bruyantes que des sources à découpage (de la compagnie Delta Elektronika par exemple).
- Une option de programmation plus rapide sur les alimentations de Delta Elektronika augmente le bruit d'un facteur sept puisque les capacitances de sortie sont plus faibles et par conséquent, le filtrage du bruit est moins bon.
- Le bruit est donné pour une utilisation à pleine capacité. Si l'alimentation est utilisée à une puissance inférieure, le bruit sera plus bas.
- Une bonne source linéaire (FUG) peut être 10 fois moins bruyante qu'une source à découpage (Delta Electronika).
- Cependant, dans le cas des deux dernières sources, celles du Tableau 3.5, l'alimentation linéaire est plus de quatre fois plus coûteuse que celle à découpage.

En conclusion, dans la perspective de lasers le moins bruyant possible, l'alimentation linéaire est sans doute plus adaptée que l'alimentation à découpage. Cependant, pour les deux lasers développés au cours de cette thèse, des alimentations à découpage ont été utilisées. Dans le cas du pompage radial de Nd:YAG, la seule alimentation disponible était une alimentation à découpage (55V/55A) avec des caractéristiques de bruits inconnues. Par ailleurs, dans le cas du pompage longitudinal de Nd:YVO₄ par diode, nous avons choisi d'utiliser une alimentation à découpage de faibles bruits de la compagnie Delta Elektronika (SM 15-100 délivrant jusqu'à 15 V et 100 A), sans l'option de programmation rapide afin de limiter le bruit. Cette alimentation sera utilisée dans le mode « source de courant », pour ne pas abîmer la diode par des variations brusques en courant. Elle permettra d'obtenir un bruit réduit sur l'oscillateur avec une très bonne alimentation à découpage à faible coût. Nous n'avons pas pu comparer les bruits obtenus avec une source à découpage avec ceux d'une source linéaire puisque nous n'avons pas trouvé de source linéaire adaptée à emprunter.

3.5 Blocage de modes

Le blocage de modes d'un laser permet d'obtenir un laser impulsionnel par opposition à un laser continu (CW) (pour le blocage de modes, voir par exemple [137]). Le blocage de modes est atteint lorsque les modes longitudinaux dans la cavité ont tous la même relation de phase

entre eux et donc interfèrent de manière constructive à la période d'un aller-retour dans la cavité. De plus, à longueur de cavité constante, plus il y a de modes longitudinaux, plus l'impulsion sera courte, puisque sa durée est inversement proportionnelle à la largeur de la bande de gain, c'est-à-dire au nombre de modes multiplié par leur séparation fréquentielle.

3.5.1 Différentes méthodes de blocage de modes

Le blocage de modes est obtenu grâce à la modulation périodique dans le temps des pertes de la cavité que ce soit de manière active ou passive comme illustré à la Figure 3.2. Les moments où les pertes seront les plus faibles seront les moments où les impulsions pourront se construire.

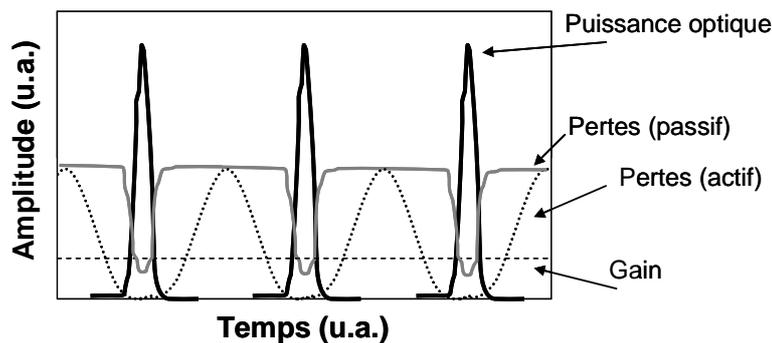


Figure 3.2 Evolution temporelle de la puissance optique et des pertes dans le cas d'un blocage de modes actif et passif par absorbant saturable rapide.

Blocage de modes actif

Dans ce cas, un modulateur optique actif se trouve dans la cavité pour moduler les pertes. Ce blocage de modes permet généralement d'obtenir des impulsions avec des durées picosecondes.

Du fait qu'une référence temporelle extérieure, qui peut être très stable, est utilisée pour déclencher le modulateur, et si le bruit ajouté par celui-ci n'est pas trop important, les bruits de gigue temporelle peuvent être moins importants que dans le cas d'un blocage de modes passif [85]. Par contre, le système est plus lourd à mettre en œuvre et demande plus d'investissement (modulateur, alimentation, horloge).

Blocage de modes passif

Dans ce cas, c'est la lumière elle-même qui module les pertes de la cavité à travers un ou des effets non-linéaires dans un des éléments de la cavité. Le blocage de modes par lentille de Kerr [138,139] est la méthode la plus utilisée pour la génération des impulsions ultrabrèves par les oscillateurs Ti:Saphir notamment. D'autres méthodes telles que le blocage de modes par addition d'impulsions (additive pulse mode-locking) [140] ou par rotation non-linéaire de polarisation (voir par exemple [141]) permettent aussi de produire des impulsions courtes. Des méthodes par conversion non-linéaire dépendante de l'intensité (« intensity dependent frequency conversion ») telles que par miroir non-linéaire [142] ont été démontrées. Il existe aussi des méthodes par rotation de polarisation (« polarization switching ») [143,144]. Cependant, la technique, historiquement la plus ancienne, et encore couramment utilisée est l'utilisation d'un absorbant saturable, qui par sa transmission ou sa réflexion non linéaire permet d'assurer le blocage de modes. L'absorbant saturable massif le plus utilisé est appelé

SESAM (« SEmiconductor Saturable Absorber Mirror ») ou SAM (« Saturable Absorber Mirror ») [70,145,146]. D'autres absorbants saturables tels que les colorants, des miroirs de Bragg saturables à puits quantiques ou les nanotubes de carbone [147] ont été largement utilisés ou sont en voie d'exploration. Parfois, un absorbant saturable en association avec une autre méthode de blocage de mode est utilisé pour améliorer la stabilité du blocage de modes tout en réduisant le flux sur l'absorbant saturable qui pourrait l'endommager [148].

Dans le cas d'un absorbant saturable passif à effet auto-démarrant, l'absorbant saturable favorisera d'abord des petits pics de bruits suffisamment intenses pour saturer la réflectivité en comparaison avec le fond CW. Au fur et à mesure que ces pics se propageront dans la cavité, l'absorbant saturable va progressivement favoriser ceux qui ont le plus d'intensité et qui remplissent les conditions de phase de la cavité. Ainsi, une impulsion unique se propagera dans la cavité au détriment de l'oscillation CW.

Comme les pertes sont tout simplement modulées par l'impulsion elle-même, la modulation des pertes de la cavité se fait de manière plus rapide et voire même instantanée dans le cas du blocage de modes par effet Kerr que dans le cas du blocage de modes actif. Celui-ci est en particulier limité par le temps de montée de l'électronique et du modulateur de phase ou d'amplitude (voir la Figure 3.1). Ainsi, la méthode passive permet d'obtenir des impulsions plus courtes en particulier femtosecondes.

Le blocage de modes passif présente différents avantages comme la facilité de mise en œuvre, le faible coût et l'absence d'élément causant des pertes supplémentaires dans la cavité. Par ailleurs, si de toute façon l'application requiert l'utilisation d'un système d'asservissement, l'horloge ou la référence optique de celui-ci servira à la stabilisation de la gigue temporelle tout comme pour le blocage de modes actif.

Harmonique

Un blocage de modes harmonique où plusieurs impulsions espacées de manière égale dans la cavité se propagent [149] a été proposé pour réduire le bruit de gigue temporelle ([71] article « Harmonic Mode locking », [150]). En effet, dans ce cas, pour un même taux de répétition, la cavité doit être allongée. De cette manière, comme les impulsions passent moins souvent par le milieu de gain, elles seront moins perturbées et présenteront moins de bruits. Par contre, plus d'efforts seront nécessaires pour atteindre la même stabilité mécanique qu'une plus courte cavité, et un énorme travail pour lutter contre le bruit des supermodes devra être entrepris.

Pour comparer les différentes méthodes de blocage de modes, trois critères ont été établis : le bruit de gigue temporelle, la facilité de mise en œuvre et le coût. Tous ces critères sont rapportés au Tableau 3.4 en mentionnant les points fort (+) et faible (-) pour le blocage de modes actif, passif et harmonique.

Tableau 3.6 Avantages (+) et inconvénients (-) des techniques de blocage de modes

	Actif	Passif	Harmonique
Bruit gigue temporelle	+	-	+
Facilité mise en oeuvre	+/-	+	-
Coût	-	+	-
Total	0	1	-1

Ce tableau montre clairement que le blocage de modes passif est préférable et c'est cette solution que nous avons retenue. Comme les SESAMs sont disponibles commercialement, comme ils sont simples à utiliser, qu'ils ne nécessitent pas l'ajout d'éléments dans la cavité pouvant causer des pertes (polariseurs, lame d'onde, cristal doubleur, lame de verre) et comme il existe des SESAMs rapides³ puisque leur temps de relaxation est de quelques picosecondes et que les impulsions du Nd:YVO₄ feront dans la dizaine de picoseconde [89], nous avons choisi le SESAM comme absorbant saturable.

3.5.2 SESAM

Composition

Le schéma de la composition d'un SESAM est illustré à la Figure 3.3. Le SESAM se compose habituellement d'un substrat composé d'une gaufrette de semi-conducteur comme du GaAs, sur laquelle un miroir hautement réfléchissant (HR) est déposé. Une couche d'absorbant saturable composé de multi-puits quantiques est alors déposée sur le miroir suivi d'une couche protectrice.

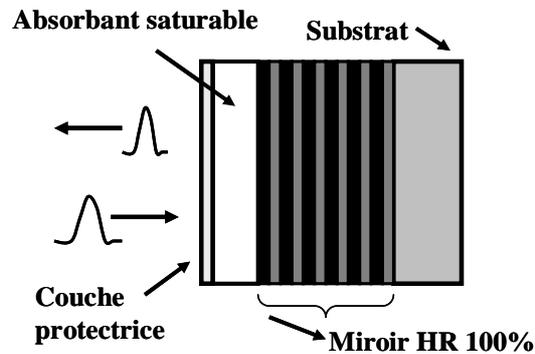


Figure 3.3 Schéma de la composition d'un SESAM.

Caractéristiques

Les caractéristiques du SESAM dépendent de l'application visée et donc du régime désiré. Les plus importantes sont :

- la longueur d'onde d'opération ;
- la profondeur de modulation (ΔR) qui est le maximum de changement non-linéaire de la réflexion du SESAM. Elle peut varier entre une fraction de pourcent à plus de 50% ;
- le temps de relaxation qui est la constante exponentielle du temps de recouvrement de l'absorbant saturable suite à une impulsion. Il se situe normalement entre 0,5 et quelques centaines de picosecondes ;
- la fluence de saturation (F_{sat}) est la fluence nécessaire pour qu'une impulsion laser incidente sur le SESAM puisse causer une saturation suffisante de l'absorbant saturable. Elle peut varier de quelques dizaines à plus d'une centaine de $\mu\text{J}/\text{cm}^2$;
- les pertes non saturables (A_{ns}), comme son nom l'indique, font qu'une partie de l'impulsion ne peut pas être réfléchi. Elles varient d'une fraction de pourcent à quelques dizaines de pourcent. L'absorption résulte en une augmentation de la température du SESAM qui peut être dommageable.

Ces caractéristiques peuvent varier par la composition du matériau, par la méthode de fabrication et par certains paramètres de conception comme la structure des puits.

Réfectivité

La réfectivité du SESAM est donnée en fonction de la fluence de l'impulsion (F_p) par [151,152] :

$$R_{AS}(F_p) = 1 - A_{ns} - \Delta R \left(\frac{1 - e^{-F_p/F_{sat}}}{F_p/F_{sat}} \right) - \frac{F_p}{F_{TPA}} \quad 3.1$$

où F_{TPA} est un paramètre lié à l'absorption à deux photons. Habituellement, ce terme n'est pas pris en compte et la réflexion d'une impulsion laser par le SESAM dépend simplement de sa fluence. Lorsque $F_p \gg F_{sat}$, la réfectivité sature à une valeur $R_{AS} = 1 - A_{ns}$, soit une différence de ΔR par rapport à la réfectivité non saturée. A partir d'une revue de littérature [102,151,152], les SESAMs fréquemment utilisés avec les milieux de gain tels que le Nd:YAG et Nd:YVO₄ en régime de blocage de modes ont typiquement une profondeur de modulation de 0,4-1,2% pour des pertes non saturantes les plus faibles possible. A partir de SESAM disponibles commercialement, nous avons choisi en particulier ce SESAM avec les caractéristiques suivantes [151] :

- bande de haute réflexion de 1050 à 1100 nm ;
- pertes non saturables $A_{ns} = 0,3\%$;
- profondeur de modulation $\Delta R = 0,4\%$;
- fluence de saturation $F_{sat} = 90 \mu\text{J}/\text{cm}^2$
- temps de relaxation ≈ 10 ps.

La courbe de réfectivité est alors illustrée sur la figure 3.3 (courbe « sans TPA »). Lorsque l'absorption à deux photons (TPA pour « two photons absorption ») est prise en compte, la réfectivité est diminuée du fait de ces pertes non linéaires supplémentaires. Dans ce cas, la profondeur de modulation effective du SESAM se trouve réduite. Le paramètre d'absorption à deux photons F_{TPA} , qui dépend du matériau utilisé peut être déterminé par [152] :

$$F_{TPA} = \frac{\tau_p}{0,585 \int \beta(z) n^2(z) \left(|E_n(z)|^2 \right)^2 dz} \quad 3.2$$

où τ_p est la durée des impulsions et β est le coefficient d'absorption à deux photons. Plus l'impulsion sera courte, plus F_{TPA} , sera petit et plus la réduction de la réfectivité sera grande [152]. En se basant sur les données de [152], on peut estimer que F_{TPA} de notre SESAM pourrait s'étaler entre 200 mJ/cm² et 2500 mJ/cm² pour des impulsions comprises entre 200 fs et 20 ps. Comme on peut le voir sur la Figure 3.4, ceci correspond à une réduction maximale de la profondeur de modulation effective de quasiment 60%. En l'absence de données fiables sur le SESAM utilisé, il est difficile de conclure quant à l'importance de F_{TPA} . Cependant, comme la fluence sur SESAM est généralement plus élevée pour assurer le blocage de modes d'un laser Nd:YAG comparé à un laser Nd:YVO₄, cet effet risque d'être plus fort pour Nd:YAG.

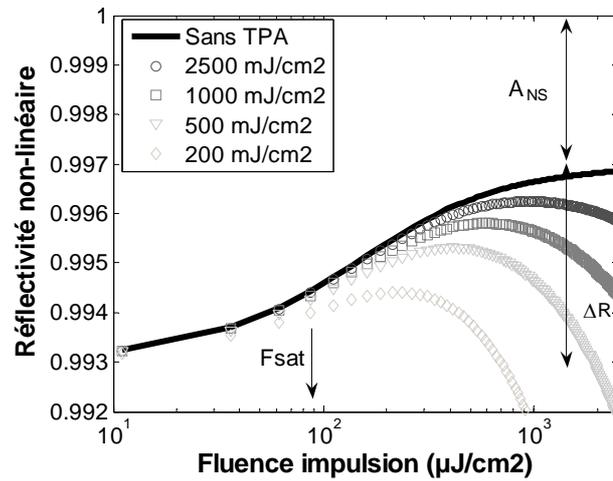


Figure 3.4 Réflectivité du SESAM calculée à partir de l'équation 3.1 et des paramètres de notre SESAM pour différentes valeurs de F_{TPA} estimées à partir de [152] en fonction de la fluence des impulsions.

3.5.3 Régimes de blocage de modes par SESAM

Le SESAM peut fonctionner sous quatre régimes : en laser continu (CW), en régime déclenché, en régime d'impulsions déclenchées en modes bloqués (QML pour « Q-switch mode-locking ») et en régime d'impulsions continues en modes bloqués (CML pour « continuous-wave mode-locking »). Le mode continu est habituellement seulement un mode de transition avant d'atteindre le mode souhaité de fonctionnement. Le régime déclenché avec SESAM offre l'avantage d'être obtenu passivement et est utilisé par exemple pour les lasers intégrés sur un circuit (« microchip ») ou pour certains lasers à fibre. Le mode QML est un mode où il y a des impulsions au taux de répétition de la cavité à l'intérieur d'une enveloppe fortement modulée. Enfin, le mode CML est le régime où les impulsions au taux de répétition de la cavité ne possèdent pas de modulation d'amplitude dans le temps.

Afin d'obtenir un laser à blocage de modes passif par SESAM, différents critères de conception doivent être respectés. L'énergie des impulsions E_p limite à la frontière entre les régimes QML et CML est donnée par la relation suivante [131] :

$$E_p = (E_{sat,L} E_{sat,A} \Delta R)^{1/2} = (F_{sat,L} A_L F_{sat,A} A_A \Delta R)^{1/2} \quad 3.3$$

où $E_{sat,L}$ et $E_{sat,A}$ sont l'énergie de saturation du milieu de gain et celle de l'absorbant saturable, ΔR est la profondeur de modulation du SESAM, $F_{sat,L}$, et $F_{sat,A}$ sont les fluences de saturation du milieu de gain et de l'absorbant saturable et A_L et A_A sont les aires à $1/e^2$ du mode dans le milieu de gain et sur l'absorbant saturable. Si l'énergie des impulsions est inférieure à E_p , l'oscillateur fonctionnera alors en QML. Au-delà de cette limite, les impulsions seront en pur CML. Par contre, si $E \gg E_p$, cela peut mener à des instabilités de blocage de modes et à des multiples impulsions [137,153], puisqu'il y a assez d'énergie pour plusieurs impulsions dans la cavité avec le risque supplémentaire d'endommager le SESAM. Ce seuil d'endommagement, varie d'un SESAM à l'autre et se situe généralement lorsque la fluence sur le SESAM est environ 30 fois celle de la fluence de saturation [102]. L'avantage du SESAM par rapport à d'autres absorbants saturables comme les nanotubes de carbone, réside en particulier dans le fait qu'il est capable de supporter plusieurs dizaines voire centaines de Watt [109] avant endommagement. Ainsi, la conception de la cavité laser doit prendre ces considérations pour assurer un blocage de modes CML stable et robuste.

3.6 Conclusion

Un laser potentiellement peu bruyant pour l'injection dans un Fabry-Perot de haute finesse et pouvant satisfaire les autres caractéristiques requises pour l'application de production de rayonnement X pourrait prendre la forme :

- d'un laser avec une technologie de type massif,
- avec un milieu de gain de type Nd:YAG ou Nd:YVO₄,
- avec un pompage radial ou longitudinal,
- possédant des alimentations linéaires,
- avec un blocage de modes passif par SESAM,
- avec une cavité ayant une longueur supérieure à 1,5m (100 MHz),
- et pouvant être asservi sur la cavité Fabry-Perot ou une référence externe.

Cependant, des considérations pratiques, en particulier sur les types de pompage, les cristaux et les alimentations électriques disponibles, font que nous avons retenu comme objet d'étude deux types de configurations :

-Un oscillateur Nd:YAG à pompage radial piloté par une alimentation à découpage aux caractéristiques inconnues et dont le blocage modes est assuré par SESAM.

-Un oscillateur Nd:YVO₄ à pompage longitudinal par diode commandé par une alimentation à découpage à faible bruit et dont le blocage modes est assuré par SESAM.

Chapitre 4 Oscillateurs pompés radialement Nd:YAG

Une revue de la littérature des oscillateurs à blocage de modes de forte puissance moyenne a permis de déterminer que l'oscillateur avec un milieu de gain de Nd:YAG (Yttrium Aluminium Garnet dopé aux ions Néodyme) le plus puissant a délivré une puissance moyenne de sortie de 27 W avec des impulsions d'une durée de 19 ps [100,101]. Cependant, cet oscillateur est complexe car il utilise trois structures de pompage radial pour atteindre cette puissance. Une autre publication a démontré un oscillateur Nd:YAG à blocage de modes délivrant une puissance moyenne de sortie de 10 W avec des impulsions d'une durée de 16 ps [102]. C'est sur cette publication que nous nous sommes basés pour développer notre propre oscillateur.

Par ailleurs, d'autres oscillateurs Nd:YAG à blocage de modes actifs et passifs ont délivré généralement des puissance inférieures à 5 W à une longueur d'onde de 1064 nm [115,154,155,156,157,158,159,160].

Une structure de pompage radial par diode nous ayant été prêtée à titre gracieux par le partenaire du projet, Thales, nous avons étudié un oscillateur Nd:YAG basé sur cette tête laser. Du fait de sa structure, cette tête de pompage offre plusieurs avantages dont en particulier la grande facilité de mise en œuvre du pompage du milieu de gain et l'homogénéité du pompage quelque soit la qualité des diodes utilisées.

Ce chapitre rapporte donc les résultats de la caractérisation de la structure de pompage, de l'oscillateur à cavité courte multimode transverse et de l'oscillateur monomode transverse à blocage de modes délivrant des impulsions picosecondes que nous avons réalisés à partir de cette tête de pompage⁸.

4.1 Structure de pompage Nd:YAG

4.1.1 Description

Diodes de pompe

Le spectre d'absorption du Nd:YAG est illustré à la Figure 4.1. Sur ce spectre, nous pouvons voir que la plus forte absorption du Nd:YAG se situe à une longueur d'onde de 808 nm. Il s'agit donc de la longueur d'onde des diodes les plus utilisées pour pomper ce matériau. La structure de pompage radial dont nous disposons est équipée de telles diodes. Elles sont intégrées dans la structure de pompage et elles ne peuvent pas être changées car, la technologie ayant évolué depuis, elles ne sont plus produites. Ces diodes de pompe supportent un courant maximal de 42 A. La source de courant pour alimenter les diodes de pompe est une source à découpage Xantrex 55V/55A.

⁸ Le laser réalisé à partir de la structure de pompage prêtée par Thales n'a pas pu être caractérisée complètement du fait que les diodes de pompe ont lâché en cours de la campagne de mesures et que ni les diodes ni la structure de pompage n'ont pu être remplacés.

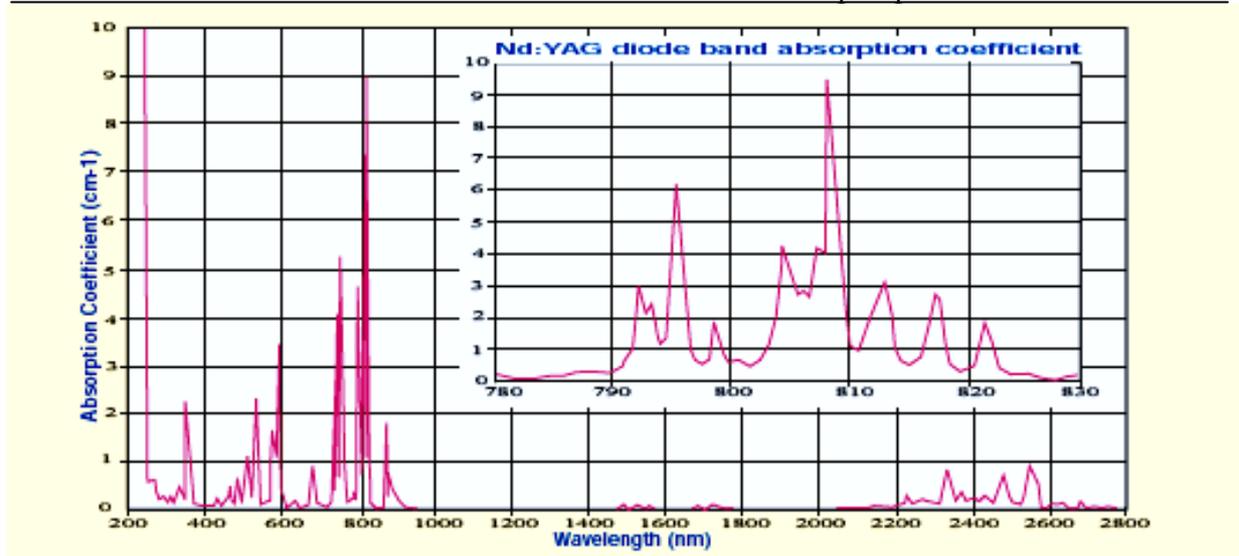


Figure 4.1 Spectre d'absorption du Nd:YAG [129].

Notre structure de pompage, illustrée à la Figure 4.2, la DPCH 454 (chambre pompée par diode, « Diode Pumped CHamber »), est la première génération développée par Thales Laser pour des lasers de puissance nanosecondes. Le barreau d'une longueur de 77,2 mm est pompé par 5 barrettes de diodes, réparties autour du cristal laser, comportant chacune 4 diodes émettant à 808 nm. La structure est conçue pour permettre la meilleure homogénéité possible du pompage. Pour ce faire, le faisceau des diodes est focalisé à l'intérieur du barreau et la partie non absorbée est réfléchi à nouveau vers le barreau. Les diodes sont refroidies par de l'eau apportée par des micro-canaux. Le cristal, pour son refroidissement, est entouré par la même eau maintenue à une température constante, ajustable à partir du panneau de contrôle du groupe de refroidissement.



Figure 4.2 La DPCH : chambre pompée par diode.

Milieu de gain

Le milieu de gain laser de Nd:YAG possède entre autres comme caractéristiques, une bonne conductivité thermique, une haute résistance aux fractures, et une capacité à produire, comme nous l'avons au chapitre 3, des lasers de faibles bruits et de forte puissance moyenne. De plus, la possibilité d'avoir des cristaux d'une longueur de plusieurs dizaines de mm, en comparaison avec la longueur maximale des cristaux de Nd:YVO₄ qui est d'environ 30 mm,

rend ce matériau adéquat pour du pompage radial. Le cristal est dopé à 1,1 at.%⁹ de Nd et il a un diamètre de 4 mm pour une longueur de 77,2 mm.

4.1.2 Caractérisation

Puissance des diodes en fonction du courant appliqué

Lors du prêt de cette DPCH, celle-ci avait déjà quelques années d'utilisation. Aussi, comme une fois la structure de pompage assemblée, il n'est pas possible de démonter les diodes pour les caractériser, la puissance réelle des diodes ne nous fut pas accessible. Nous ne disposons donc que d'une puissance approximative de sortie des diodes en fonction du courant de pompe appliqué que l'on peut estimer à partir de la puissance de sortie de diodes neuves de même type. Les données du constructeur indiquent que les diodes de la tête laser peuvent délivrer un maximum de 600 W de puissance de pompe pour un courant de 42 A.

Afin de trouver le seuil d'émission des diodes et de confirmer le bon fonctionnement de la structure de pompage, la puissance moyenne totale de fluorescence a été mesurée. La Figure 4.3a illustre la courbe de la fluorescence en fonction du courant de pompe. La puissance moyenne totale est l'addition de la puissance mesurée aux deux extrémités du barreau aux différentes valeurs de courant en mettant le détecteur de puissance en contact avec la monture de la DPCH. A partir de ce graphique, le seuil d'émission est estimé à environ 12 A. L'augmentation de la puissance est linéaire, ce qui indique un bon fonctionnement du pompage.

Donc, les diodes délivrent de 0 à 600 W sur environ 30 A, ce qui permet de tracer la puissance estimée des diodes en fonction du courant sur la Figure 4.3b. A partir du seuil de 12 A, la pente de la caractéristique est 20W/A. Ce graphique constitue une estimation de la limite supérieure de la puissance de pompe en fonction du courant. Dans la réalité, puisque les diodes de pompe ont quelques années d'utilisation, leur puissance est sans doute inférieure à celle émise alors qu'elles étaient neuves.

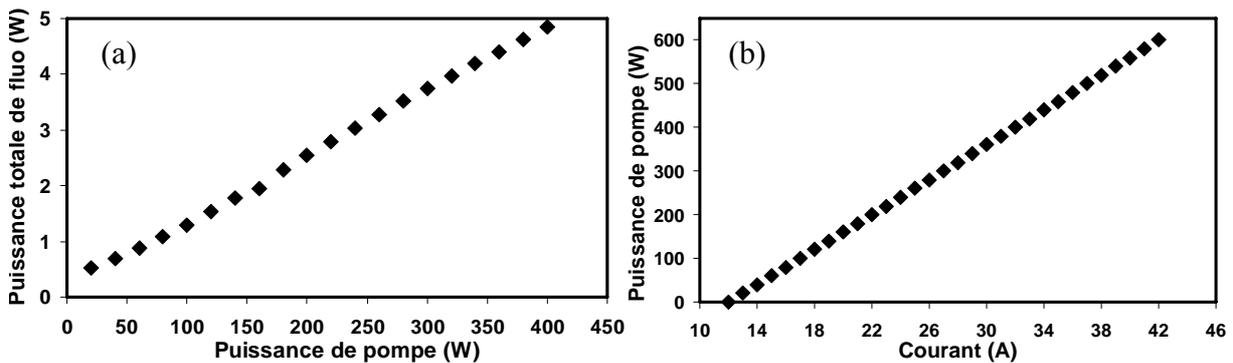


Figure 4.3 (a) Fluorescence totale du cristal de Nd:YAG correspondant à l'addition des puissances mesurées aux deux extrémités du barreau ; (b) estimation de la puissance de pompe en fonction du courant de pompe.

Répartition spatiale de la fluorescence en fonction du courant

Nous avons caractérisé la répartition spatiale de la fluorescence dans le barreau en fonction du courant de pompe en imageant une face du cristal à l'aide d'une caméra CCD silicium.

⁹ L'unité at.% réfère au pourcentage atomique plutôt qu'à un pourcentage en poids.

Comme nous pouvons le voir sur la Figure 4.4, la fluorescence est bien uniforme sur tout le cristal et aucune différence notable n'est observée entre les images du barreau à faible courant (Figure 4.4a) et à fort courant (Figure 4.4c). Ceci semble confirmer que toutes les barrettes de diodes fonctionnent correctement et que l'homogénéisation est correcte. Les points brillants sont dus à des défauts sur l'antireflet du barreau.

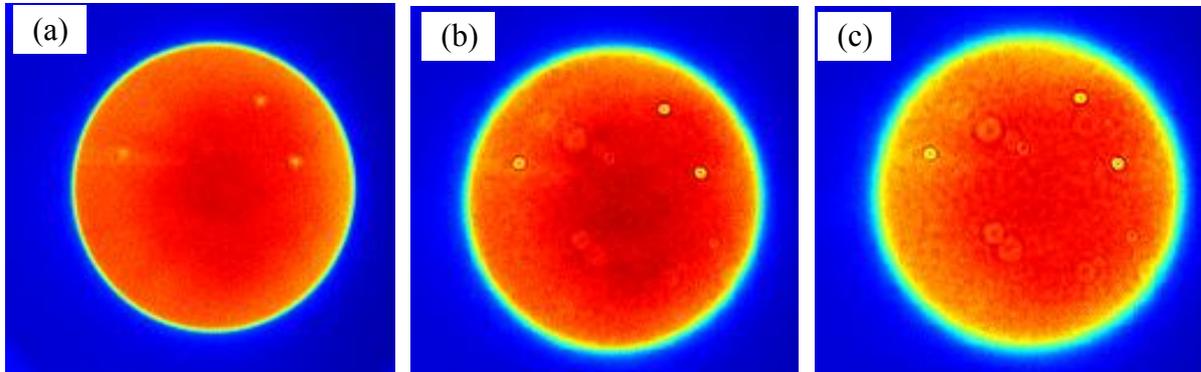


Figure 4.4 Image d'une des faces du barreau de Nd:YAG à : (a) moins de 1 W de pompe ; (b) 160 W ; (c) 360 W.

Gain à petit signal et dépolarisation

Afin de caractériser le gain à petit signal ainsi que la dépolarisation induite par la tête en fonction du pompage, nous avons réalisé des mesures d'amplification en régime nanoseconde. Un laser μ -chip Nanolase (NP-2112-000) émettant une puissance moyenne de 15 mW non polarisée à une longueur d'onde de 1064nm a été injecté dans la tête laser avec un diamètre d'environ 1mm.

La puissance à la sortie du barreau est mesurée pour différents courants de pompe. On peut alors retrouver le gain à petit signal g_0l , selon la formule :

$$g_0l = \ln\left(\frac{P_{out}}{P_{in}}\right) \quad 4.1$$

Comme il est montré sur la Figure 4.5a, le gain à petit signal par passage est inférieur à 0,6, donc un gain de 1,8, pour des puissances de pompe allant jusqu'à environ 400 W

Par la même occasion, la dépolarisation résultant de la rotation de la polarisation induite thermiquement par la puissance de pompage de la structure de pompage a été mesurée. Avant injection dans le barreau, la polarisation du faisceau issu du laser Nanolase a été fixée à l'aide d'un polariseur plan. En sortie d'amplificateur, le faisceau a été ensuite analysé à l'aide d'un cube polariseur. En faisant des mesures de puissance de chacun des ports du polariseur pour différents courants de pompe et en les comparant entre elles, le pourcentage de dépolarisation est calculé et illustré à la Figure 4.5b. Comme le laser Nanolase n'est pas originellement polarisé, sa faible puissance à la sortie du polariseur (10 mW) fluctue. Cette faible puissance d'entrée de l'amplificateur, associée à ces fluctuations, entraîne de fortes fluctuations dans la mesure de dépolarisation et donne des barres d'erreur supérieures à 10%. Dès 80 W de pompe, la DPCH induit donc une forte dépolarisation supérieure à 20% pour atteindre 35% à 400W. Comme nous souhaitons avoir un oscillateur avec un faisceau de sortie polarisé, afin, entre autres, d'effectuer un doublage en fréquence efficace, il sera nécessaire d'introduire un polariseur à l'intérieur de la cavité.

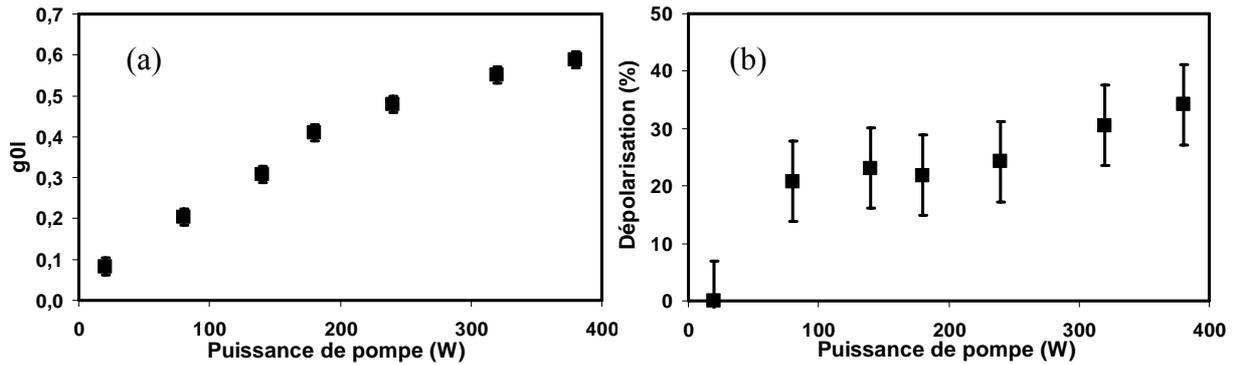


Figure 4.5 (a) Gain à petit signal ; (b) dépolarisation résultant de la rotation de la polarisation induite thermiquement de la DPCH.

Lentille thermique

La lentille thermique est un paramètre clef afin de concevoir une cavité monomode de laser à état solide [161]. Nous avons donc réalisé des expériences afin d'estimer la focale thermique à différentes puissances de pompe avec la DPCH sans extraction (sans cavité laser). La méthode utilisée consiste à faire passer un laser He-Ne d'un diamètre semblable à celui du mode laser transverse fondamental de la future cavité, soit environ 1mm, dans le centre du barreau de la DPCH. Ensuite, en appliquant un courant sur les diodes de pompe, la lentille thermique induite par le gradient thermique entre le centre et l'extérieur du barreau va modifier les caractéristiques de propagation du faisceau He-Ne. Ainsi, en trouvant à l'aide, par exemple, d'une caméra la distance à partir du barreau à laquelle se situe la plus petite taille de faisceau, on pourra estimer la longueur focale de la lentille thermique.

Nous avons réalisé cette expérience pour différentes puissances de pompe sans extraction comme illustré à la Figure 4.6. La longueur focale décroît de manière logarithmique en fonction de la puissance de pompe et ainsi, la lentille thermique à une puissance de pompe de 360 W est estimée à 15 cm. Cette méthode comporte une part importante d'incertitude, en particulier sur la détermination exacte de la position du point focal mais permet néanmoins d'avoir une bonne estimation de la lentille thermique comme nous avons pu le vérifier ultérieurement dans nos simulations. En traçant un ajustement de type $f_{th} = a/P_{absorbée}$, on trouve que $a \approx 55 W.m$, où a dépend principalement de la conductivité thermique, de l'aire de la pompe, de la dérivée de l'indice par rapport à la température...

Il faut noter que la lentille thermique est dépendante de l'inversion de population présente dans le barreau. Ainsi, la lentille thermique mesurée sans extraction est plus élevée que celle mesurée avec extraction. Nous avons observé avec certains lasers Nd:YAG que pour une extraction faible (puissance inférieure à environ 3 W), cette lentille thermique correspond assez bien à l'estimation sans extraction alors que pour des puissances moyennes de sortie supérieures, elle lui est supérieure jusqu'à quelques centimètres.

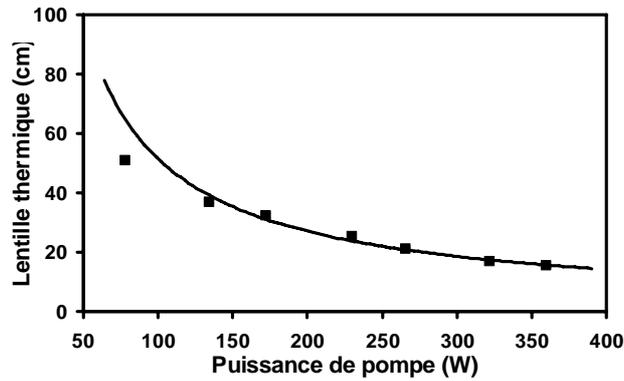


Figure 4.6 Lentille thermique sans extraction de la DPCH et ajustement de type $f_{th} = a/P_{absorbée}$.

Température de refroidissement optimale

L'optimisation de la puissance de sortie d'un laser opérant à un certain courant de pompe se fait en balayant un intervalle de températures de refroidissement afin de caler la longueur d'onde des diodes sur le maximum d'absorption du Nd:YAG. La Figure 4.7 illustre une courbe typique de la puissance de sortie (P_{out}) d'un laser Nd:YAG, testé en fonction de la température de refroidissement des diodes pour une puissance de pompe de 360 W. Ce graphique montre qu'il y a un changement de puissance de sortie du laser d'environ 3% pour une différence de 1°C de la température de refroidissement près du maximum de puissance. Idéalement, cette optimisation devrait être effectuée pour chaque changement important du courant de pompe (3-4 A) puisque le pic d'absorption à 808 nm est assez étroit, environ 1 nm à mi-hauteur comme illustré à la Figure 4.1, et la longueur d'onde change rapidement avec le courant de pompe.

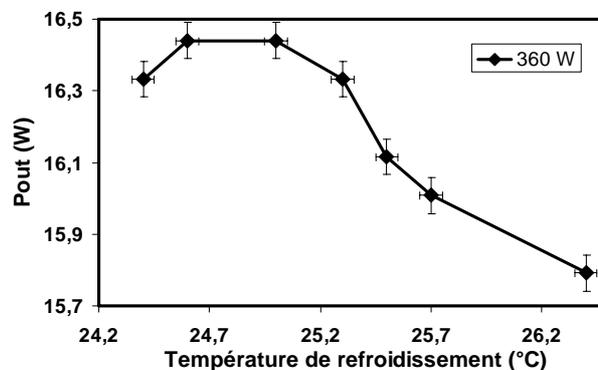


Figure 4.7 Puissance de sortie d'un laser monomode en fonction de la température de refroidissement pour une puissance de pompe de 360 W (30A).

4.2 Oscillateur continu en cavité courte multimode

Nous avons construit un laser à cavité courte multimode tel qu'illustré à la Figure 4.8a. La cavité est composée d'un miroir hautement réfléchissant (HR) à une longueur d'onde de 1064

nm et à un angle de 0°C , de la DPCH et d'un coupleur de sortie plan. La lentille thermique dans le barreau de Nd:YAG permet d'assurer une cavité stable. Cette cavité a permis d'étudier l'extraction de puissance en fonction de différentes valeurs de transmission de coupleurs de sortie (5%, 8% et 18%). Les résultats de la puissance moyenne de sortie en fonction de la puissance de pompe sont illustrés sur la Figure 4.8b. Le courant maximal de pompe testé a été de 23 A (en fait limité par notre détecteur de puissance utilisé) soit une puissance de pompe de 220 W où l'efficacité optique/optique maximale de ce laser se situe autour de 23%. Pour les trois coupleurs de sortie, la puissance du laser augmente de façon quasi-linéaire à partir d'un seuil dépendant du coupleur. La Figure 4.8b nous permet aussi de conclure que la valeur optimale pour la transmission du coupleur de sortie est d'environ 8%, parmi les coupleurs dont nous disposons. Pour les autres oscillateurs étudiés, comme les pertes seront assez semblables, le coupleur de 8% sera utilisé.

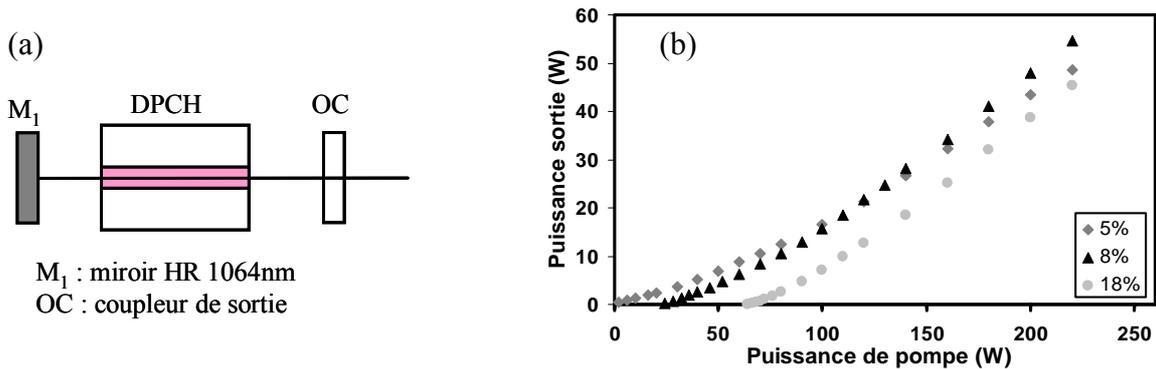


Figure 4.8 (a) Schéma de la cavité multimode ; (b) extraction pour différents coupleurs de sortie en fonction de la puissance de pompe.

Dans ce type de cavité courte, fortement multimode transverse, tous les modes transverses, dont les pertes sont inférieures au gain, vont osciller. Il s'agit donc de la configuration la plus simple où un maximum de puissance peut être extrait du milieu de gain. Par conséquent, la valeur maximale de puissance obtenue fixe une limite supérieure à la puissance qu'il est possible d'extraire avec cette structure de pompage.

4.3 Oscillateur à blocage de modes par SESAM

L'objectif étant d'obtenir un laser à blocage de modes puissant (supérieur à 10 W) avec un taux de répétition d'environ 80 MHz et des impulsions d'une durée autour de 15 ps, une bibliographie a démontré que ces performances [25-27] sont atteignables en pompant radialement un barreau de Nd:YAG. Les meilleures performances obtenues avec une seule structure de pompage radial étaient de 10,7 W de puissance moyenne de sortie pour un taux de répétition de 88 MHz et une durée des impulsions de 16 ps [25]. C'est donc sur ce modèle d'oscillateur que nous nous sommes basés.

4.3.1 Conception de cavité laser : l'optique matricielle

Les oscillateurs étudiés pour ce projet ont été conçus à l'aide de codes informatiques, plus ou moins aboutis, utilisant l'optique matricielle pour simuler la propagation et la taille du mode gaussien fondamental aux différents endroits de la cavité. Cette méthode utilise des matrices pour modéliser chaque élément et segment de la cavité. Les principales matrices utilisées sont ([68], p.585) :

Matrice ABCD	Propagation	Lentille mince	Miroir (concave : $R > 0$)
$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & L/n_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix}$

Où L désigne la longueur de la propagation ; n_0 , l'indice de réfraction du milieu ; f , la longueur focale de la lentille et R , le rayon de courbure du miroir. La méthode consiste, en partant d'un plan de référence, à faire la multiplication de la matrice de chaque élément en faisant l'aller-retour dans la cavité jusqu'à revenir à ce plan de référence. La matrice $ABCD$ finale obtenue par la multiplication de tous les éléments aller-retour permet de déterminer le rayon de courbure (ROC) et le rayon du faisceau gaussien (ω) à $1/e^2$ de son intensité maximale au plan de référence à l'aide des formules suivantes :

$$ROC = \frac{2B}{D - A} \quad 4.2$$

$$\omega_2^2 = |B| \frac{\lambda}{\pi} \left(\frac{1}{1 - m^2} \right)^{1/2} \quad 4.3$$

où λ est la longueur d'onde du laser et m , le critère de stabilité défini à l'équation 4.4. Dans le cas d'une cavité laser, le barreau et sa lentille thermique peuvent être traité comme étant trois matrices : d'abord le faisceau parcourt la moitié du cristal avec son indice de réfraction, puis rencontre une lentille mince dont la longueur focale est celle de la lentille mince et finalement, parcourt à nouveau la moitié du barreau¹⁰. Cette méthode est bien adaptée pour simuler des cavités laser à partir du moment où la lentille thermique est connue avec assez de précision. La formule 4.3 sera utilisée pour connaître les tailles du faisceau sur le SESAM et dans le milieu de gain afin de s'assurer d'être dans la zone de blocage de modes (voir la section 4.3.2).

La méthode de la matrice finale $ABCD$ permet aussi de s'assurer que l'oscillateur est stable et s'il se situe près d'une zone d'instabilité. Le critère de stabilité est établi à partir du facteur m calculé à partir de la matrice $ABCD$ finale de la manière suivante :

$$m = (A + D)/2 \quad 4.4$$

Si $-1 \leq m \leq 1$, alors la cavité est stable. La cavité sera moins sensible aux variations (par exemple de la lentille thermique causées par des variations de la pompe) ou à l'alignement de la cavité pour des valeurs de m se situant loin des limites du domaine de stabilité (par exemple entre -0,5 et 0,5). Se situer dans cette zone devrait permettre l'obtention d'un laser moins bruyant car moins sensible aux variations. La méthode des matrices ABCD permet aussi d'obtenir la taille du mode laser fondamental (TEM_{00}) à différents endroits de la cavité. Ce

¹⁰ Cette méthode de calcul a été comparée à d'autres codes informatiques (LaseCalc et SimCa 1000) et elle leur est équivalente.

sera très important pour obtenir un oscillateur monomode transverse et concevoir une cavité à blocage de modes.

4.3.2 Conception de cavité laser : comment obtenir le CML

Afin d'obtenir un laser à blocage de modes passif par SESAM (voir la section 3.5.3), différents critères de conception doivent être respectés. L'équation 3.3 donnant l'énergie des impulsions nécessaire à atteindre pour avoir du CML [131] est rappelée ici :

$$E_p = (F_{sat,L} A_L F_{sat,A} A_A \Delta R)^{1/2} \quad 4.5$$

Ce critère sur l'énergie des impulsions pour franchir le seuil entre QML et CML impliquent un certain nombre de paramètres : l'aire sur le SESAM (A_A) et dans le milieu de gain (A_L), la fluence de saturation du milieu de gain ($F_{sat,L}$) et de l'absorbant saturable ($F_{sat,A}$) et la profondeur de modulation du SESAM (ΔR). Cette équation mène à différentes pistes pour atteindre le régime CML.

Pour atteindre facilement cette énergie limite, trois stratégies peuvent être envisagées jouant sur les paramètres du SESAM, du milieu de gain et de la géométrie de la cavité. Ainsi, le SESAM devrait avoir de préférence une fluence de saturation plutôt basse et une petite profondeur de modulation. Ensuite, le milieu de gain devrait avoir lui aussi de préférence une faible fluence de saturation. Enfin, la cavité devra être conçue pour avoir un petit mode sur le SESAM et dans le milieu de gain. D'un autre côté, si malgré le choix des bons paramètres le seuil ne peut pas être atteint, il serait possible alors de concevoir un oscillateur plus long pour augmenter l'énergie par impulsion ou de diminuer la transmission du coupleur de sortie au détriment de la puissance de sortie du laser.

Toutes les pistes envisagées pour atteindre la zone de CML ont évidemment leurs limites. Pour le SESAM, les limites sont fixées par les possibilités de fabrication. Comme nous l'avons mentionné au chapitre précédent, nous avons choisi un SESAM avec une fluence de saturation de $90 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ et une profondeur de modulation de 0,4%. De son côté, Nd:YAG a une fluence de saturation de $0,33 \text{ J}/\text{cm}^2$. La longueur de la cavité, quant à elle, est limitée par le taux de répétition requis fixé autour de 80 MHz. Enfin, comme nous l'avons vu plus haut avec la cavité courte, la valeur de la transmission du coupleur de sortie sera autour de 10%.

Ainsi, il ne reste que deux variables d'ajustement dans la conception des cavités pour atteindre le seuil de CML : les tailles sur le SESAM et dans le milieu de gain. Cependant, ces paramètres ont aussi leurs limites. Tout d'abord, la fluence des impulsions sur le SESAM ne doit pas dépasser une trentaine de fois la fluence de saturation du SESAM sous peine d'endommagement, ce qui pour une énergie donnée fixe une taille minimale sur le SESAM. Ensuite, dans le cas d'un pompage radial, plus la taille dans le milieu de gain est petite, moins l'énergie extraite est importante. Il s'agira donc de trouver de manière expérimentale un compromis entre ces paramètres.

D'un autre côté, d'autres critères sont à prendre en compte afin d'obtenir le CML [137]. Entre particulier, l'oscillateur doit avoir une bonne qualité de faisceau, c'est-à-dire opérer dans le mode fondamental transverse TEM_{00} . En effet, l'énergie doit être concentrée en un seul point sur le SESAM pour pouvoir bien le saturer. Ceci n'est pas le cas si l'oscillateur opère dans un mode en anneau (« donut mode » : $\text{TEM}_{01} + \text{TEM}_{10}$) ou dans un mode avec plusieurs lobes. De plus, toute réflexion parasite sur le SESAM pouvant venir par exemple de la cavité elle-même, d'un défaut sur un antireflet ou d'un retour de faisceau provenant de l'extérieur de la cavité, doit être évitée, car elle peut empêcher le blocage de modes en changeant les propriétés du SESAM.

4.3.3 Schéma de la cavité

Le schéma de la cavité conçue est illustré à la Figure 4.9. Le blocage de modes passif est assuré par un miroir à absorbant saturable plan (SAMTM), ci-dessous désigné SESAM, de la compagnie BATOP GmbH [30], soudé sur un dissipateur de chaleur en cuivre. La soudure du SESAM aide à mieux transmettre la chaleur au dissipateur, mais elle peut aussi être à l'origine d'un rayon de courbure du SESAM [127]. Pour cette raison, le SESAM peut aussi être simplement collé à son dissipateur. Dans le cas spécifique de cet oscillateur, la soudure a été préférée pour dissiper la chaleur induite par l'absorption du SESAM. Le SESAM est de taille 4mm x 4mm et il a une épaisseur de 400µm. Il possède une bande de haute réflectivité ($R > 98\%$) de 1030 nm à 1110 nm. Il a comme caractéristiques un temps de recouvrement de 10 ps, des pertes non saturables de 0,3%, une profondeur de modulation de 0,4% et une fluence de saturation de 90 µJ/cm². Il est protégé par une couche diélectrique donnant un seuil de dommage de 1GW/cm².

La DPCH de la Figure 4.9 est celle décrite à la section 4.1.1. Elle possède un barreau de Nd:YAG dopé à 1,1 at.% de Nd, d'une longueur de 77,2 mm et d'un diamètre de 4 mm. Elle est pompée radialement par 5 barrettes de diodes émettant à 808 nm. Pour obtenir un faisceau de sortie polarisée, comme il y a une forte biréfringence induite thermiquement, il est nécessaire d'introduire un élément polarisant dans la cavité. Une lame de silice fondue (SiO₂) à l'angle de Brewster joue ce rôle. Le diaphragme introduit dans la cavité permet, quant à lui, de restreindre le fonctionnement du laser au seul mode TEM₀₀ en empêchant les modes transverses supérieurs d'exister dans la cavité. Le coupleur de sortie de 8% prismatique (à faces non parallèles) est le coupleur optimum en puissance de la cavité courte. Enfin, les miroirs courbes, la lentille thermique et la position relative entre les optiques permettent d'obtenir les tailles de faisceau désirées, sur le SESAM et dans le milieu de gain, pour obtenir un fonctionnement CML.

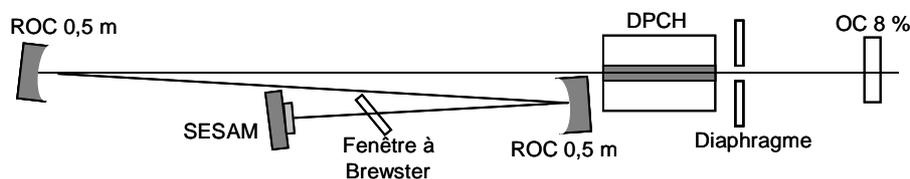


Figure 4.9 Schéma de la cavité Nd:YAG TEM₀₀ à blocage de modes par SESAM.

La taille théorique du mode aux différents endroits de la cavité a été établie à l'aide d'un logiciel de simulation informatique des cavités laser basé sur l'optique matricielle décrite en section 4.3.1 de Thales : LaseCalc [162]. La taille réelle du mode à l'intérieur de la cavité a aussi été déterminée avec extraction par le logiciel et en accord avec la mesure de la taille du faisceau laser à la sortie de l'oscillateur à l'aide d'une caméra CCD. Cette taille a permis d'ajuster finement dans le logiciel la valeur de la lentille thermique (connue sans extraction) qui permet de retrouver la bonne taille de faisceau laser à l'emplacement de la caméra. Pour un pompage de 31 A (environ 380 W), une lentille thermique de 22,8 cm est déterminée. La taille du mode aux différents endroits de la cavité et en particulier sur le SESAM et le milieu de gain est illustrée à la Figure 4.10.

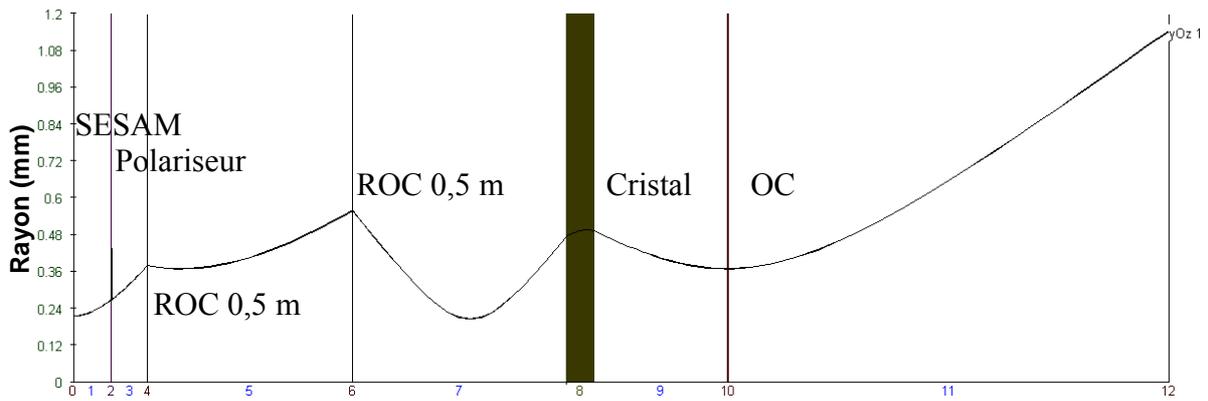


Figure 4.10 Profil du mode TEM₀₀ dans l'oscillateur à pompage radial Nd:YAG.
 (0 : SESAM ; 2 : polariseur ; 4 et 6 : miroirs ROC= 0,5m ; 8 = cristal ; 10 = coupleur de sortie ; 12 : caméra). L'unité des tailles est en mm.
 Distances 0-4 = 19,5 cm ; 4-6 = 54,8 cm ; 6-8 = 57 cm ; 8-10 = 35,3 cm.

Cette figure indique que le rayon du mode sur le SESAM est d'environ 215 μm et de 490 μm dans le barreau. L'augmentation de la puissance de pompe de 30 W, pour atteindre la puissance maximale de cet oscillateur, change peu la taille du mode, puisque le laser opère dans un régime de relative stabilité avec un facteur m d'environ 0,65. Augmenter la puissance de pompe de 30 W augmente la taille sur le SESAM de quelques microns tandis que celle dans le barreau diminue de quelques microns.

D'autre part, puisque le mode fondamental du laser (1 mm) est bien plus petit que le diamètre du barreau (4 mm), ce dernier ne peut pas servir d'ouverture pour filtrer les modes supérieurs transverses. Pour les éliminer, tout en causant le moins de pertes possibles au mode TEM₀₀, la taille du diaphragme à insérer est déterminée par le critère ([68], p.691) :

$$D = 2a > 3,5 \text{ à } 4\omega \quad 4.6$$

où ω est le rayon du mode TEM₀₀ à la position de l'ouverture. Comme celle-ci est placée près du barreau et comme le rayon du mode à cet endroit est d'environ 500 μm , la taille de l'ouverture sera d'environ 2 mm. Les pertes sont alors inférieures à 1% sur le mode TEM₀₀ ([68], p.667).

Cet oscillateur délivre des impulsions avec un taux de répétition de 82 MHz à une longueur d'onde de 1064 nm. Le CML est auto-démarrant, stable et s'est maintenu sans problème pendant plusieurs heures consécutives.

4.3.4 Performances

Caractérisation en puissance

Nous avons mesuré la puissance moyenne de sortie de l'oscillateur en fonction de la puissance de pompe pour une température de refroidissement des diodes de 24,5°C. Les résultats sont montrés sur la Figure 4.11a, pour deux tailles différentes de diaphragme, l'une de 2 mm pour l'oscillateur le plus puissant et l'autre d'une taille légèrement inférieure pour le moins puissant.

La courbe de la puissance avec le SESAM (Figure 4.11b) montre que l'oscillateur a trois régimes de fonctionnement avec leur propre pente d'efficacité d'extraction en fonction de la puissance de pompe. Tout d'abord, la cavité laser ne devient stable grâce à la lentille thermique qu'à partir d'une puissance de pompe seuil d'environ 200 W (22 A). A ce moment, l'oscillateur émet en régime continu. Puis, en augmentant la puissance de pompe, la cavité passe par un régime de QML instable à partir de 280 W (26 A), puis par un régime QML stable. Enfin il atteint le régime de CML stable et auto démarrant aux environs de 330 W (28,5 A) et demeure stable jusqu'à environ 410 W (32,5A). Au-delà de cette puissance de pompe, le mode CML subi une inflexion de la puissance de sortie ou devient instable avec une tendance à retourner au QML. Nous pouvons voir sur cette courbe des pentes d'extraction différentes selon le régime d'opération sur lesquelles nous reviendrons plus loin.

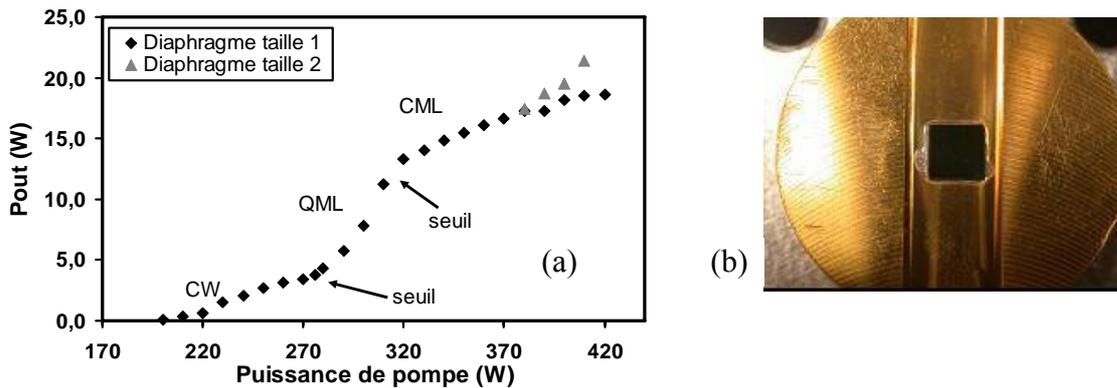


Figure 4.11 (a) Courbe de puissance de l'oscillateur Nd:YAG pour deux tailles de diaphragme ; (b) photo du SESAM sur sa monture de cuivre.

Nous avons mesuré le train d'impulsion à l'aide d'une photodiode rapide en silicium (temps de montée de 1 ns) et d'un oscilloscope numérique avec une bande passante de 1 GHz (LeCroy Wave Surfer 104Xs). La Figure 4.12 illustre les différentes traces des trains d'impulsions à un taux de répétition d'environ 82 MHz, correspondant à une longueur de cavité d'environ 1,82 m dans les régimes de QML et de CML. Les impulsions y sont représentées à deux échelles de temps : en μs en (a) et en ns en (b). Il est à noter que les amplitudes des impulsions ont été ramenées à des valeurs semblables mais qu'en réalité le maximum de l'enveloppe du QML a la plupart du temps une amplitude plus de deux fois plus grande que celle des impulsions CML.

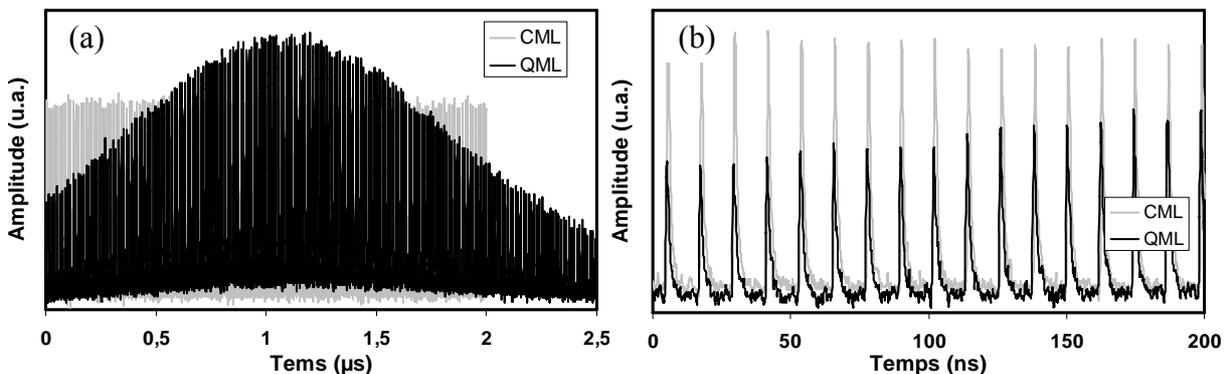


Figure 4.12 Impulsions QML et CML pour deux échelles de temps : (a) μs ; (b) ns¹¹.

Ces deux graphiques illustrent bien la différence entre les deux régimes de fonctionnement de l'oscillateur. Dans le régime CML, les impulsions sont d'égale amplitude¹¹, tandis que dans le régime QML, l'amplitude des impulsions est modulée pour correspondre à leur enveloppe. Cette enveloppe a un taux de répétition variant avec la puissance de pompe pour atteindre 71,4 kHz et une largeur à mi-hauteur d'environ 2 μs peu avant l'apparition du CML comme illustré sur la Figure 4.13a. Ce taux de répétition est de l'ordre de l'inverse de la fréquence des oscillations de relaxation (équation 2.4), qui dépend des caractéristiques du milieu de gain et de la cavité.

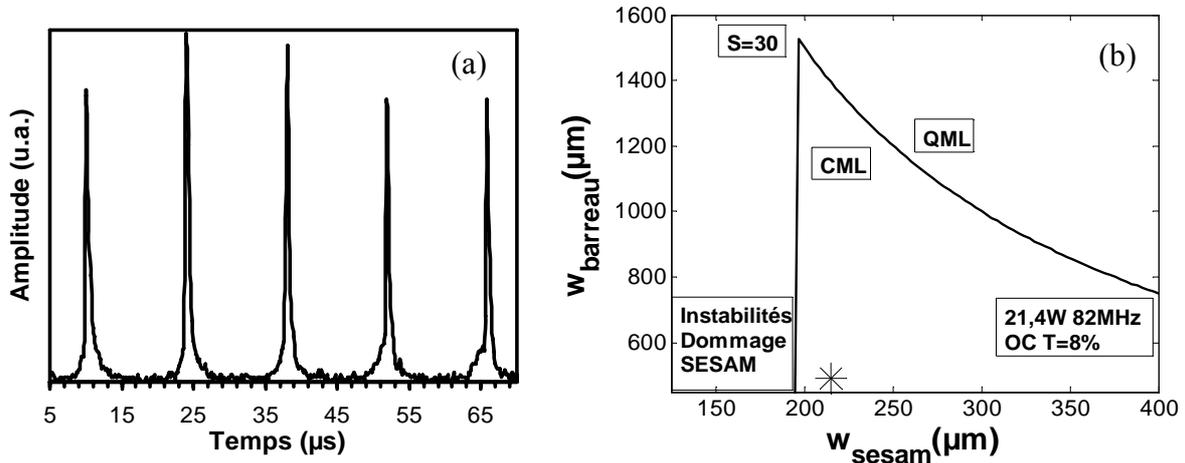


Figure 4.13 (a) Enveloppe des impulsions dans le régime QML avant le seuil CML; (b) illustration de la zone théorique à atteindre pour obtenir le régime CML pour l'oscillateur délivrant 21,4 W. L'astérisque correspond aux tailles estimées pour cet oscillateur.

Le seuil entre QML et CML est théoriquement déterminé par l'équation 4.5. A partir de cette équation, la Figure 4.13b illustre la zone dans laquelle les rayons dans le barreau et sur le SESAM doivent se trouver, pour obtenir un fonctionnement CML. La courbe est tracée pour les caractéristiques de l'oscillateur de 21,4 W, avec un taux de répétition de 82 MHz et un coupleur de sortie ayant une transmission de 8%. La limite inférieure de la zone indique l'endroit où le SESAM risque les instabilités et les dommages, puisqu'il est trop saturé. Dans notre cas, lorsque $S=30$ (S désignant le nombre de fois où le SESAM est saturé en fluence), le rayon sur le SESAM ne devrait pas être inférieur à environ 200 μm . Le diamètre dans le milieu de gain, quant à lui, devrait être inférieure à une limite s'étalant entre 1500 et moins de 800 μm selon la taille sur le SESAM. Théoriquement, le CML peut être atteint en tout point sous cette courbe. En pratique, l'astérisque indique les tailles respectives sur le SESAM et le milieu de gain qui ont dû être atteintes pour réussir à obtenir le CML. De nombreux essais avec différentes tailles n'ont pas permis d'obtenir un fonctionnement CML avec un SESAM moins saturé. Ce point est très profondément à l'intérieur de la courbe et s'approche de la zone d'instabilités. Cet oscillateur présente donc une très forte saturation du SESAM de 24 fois.

Il faut noter que ni le passage par le régime QML lors de la rampe en courant de pompe et ni quelques heures de fonctionnement en régime CML n'ont endommagé le SESAM et qu'aucun souci d'instabilités particulières n'a été observé, contrairement à d'autres configurations étudiées.

¹¹ La modulation de l'amplitude des impulsions est due soit à la numérisation de l'affichage à l'oscilloscope, soit à un faisceau légèrement multimode (voir section 7.3.2).

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, il est aussi nécessaire d'avoir un oscillateur monomode pour obtenir le CML. C'est pourquoi, en plus d'être passé sous la courbe de la Figure 4.13b, le régime CML n'est atteint que lorsque les tailles représentées par l'astérisque sont fixées car dans ce cas l'oscillateur fonctionne en régime monomode. La géométrie de l'oscillateur fait que ce point de fonctionnement est bien profondément à l'intérieur de la courbe de la limite QML-CML. En fait, les différentes pentes d'extraction à la Figure 4.11a indiquent que l'oscillateur change de modes de fonctionnement d'un régime à l'autre. Il devient seulement monomode au seuil observé entre QML et CML, comme il a d'ailleurs été observé avec une caméra CCD.

A travers la Figure 4.11a, l'opération en CML sur une plage de plus de 80 W de pompe indique que l'oscillateur opère dans une zone plutôt stable. Au-delà de cette plage de pompe, les moins bonnes performances indiquent que la taille de l'ouverture n'est plus optimisée pour la taille du mode TEM₀₀, qui varie avec la lentille thermique. En fait, l'expérience montre que la taille de l'ouverture est très critique. En effet, une légèrement augmentation de la taille du diaphragme à la Figure 4.11a, a permis d'extraire environ 3 W de plus avec une taille de diaphragme de 2 mm et d'avoir une meilleure efficacité d'extraction. Ceci signifie que la première ouverture devait couper une petite partie du mode TEM₀₀. Ainsi, un diaphragme avec une autre taille pourrait permettre d'atteindre des puissances plus élevées. La limite reste le seuil de dommage ou d'instabilités du SESAM et la puissance de pompe disponible.

Pour l'ouverture de taille 2 de la Figure 4.11a, et à une puissance de pompe de 410 W (32,5 A), l'oscillateur donne ainsi un mode TEM₀₀ avec des impulsions stables et auto-démarrantes et une puissance moyenne maximale de sortie de 21,4 W. Comme le taux de répétition est de 82 MHz, l'énergie par impulsion est de 260 nJ. L'efficacité optique/optique est de 5% et la pente d'efficacité d'extraction (« slope efficiency») de 13%. La faible efficacité s'explique par le faible recouvrement entre la zone amplifiée et le mode fondamental du laser dans le milieu de gain. Comme la surface du mode fondamental occupe environ 7% de la surface pompée (considérant une erreur d'environ 10% sur la détermination du rayon dans le barreau), une efficacité de 5% est très proche de la limite maximum fixée par le défaut quantique. Elle pourrait être améliorée en diminuant la surface pompée par l'utilisation d'un barreau de diamètre plus petit, puisque l'ouverture du barreau n'est pas celle qui limite la taille du mode pour cet oscillateur. Un barreau en céramique de YAG-Nd:YAG dont une partie du diamètre extérieur n'est pas dopée pourrait également être utilisé pour obtenir une meilleure efficacité.

Au meilleur de nos connaissances, cet oscillateur permet donc de doubler les performances en puissance du plus puissant oscillateur Nd:YAG à blocage de modes passif par SESAM avec une seule tête laser qui dataient de 1999 [102].

Profils spatial et temporel

Le profil spatial du faisceau en champ lointain a été observé à l'aide d'une caméra CCD après propagation d'environ 1,2 m après la sortie du laser. La Figure 4.14a montre les profils vertical et horizontal, décalés l'un par rapport à l'autre, ainsi qu'un ajustement de type gaussien aux profils du faisceau. Ces ajustements confirment que le faisceau est bien de type gaussien, proche monomode TEM₀₀. La différence entre la largeur des deux profils indique la présence d'un astigmatisme en taille d'environ 1,2. L'astigmatisme provient probablement des angles sur les miroirs courbes et du coupleur de sortie prismatique.

Afin de mesurer la durée des impulsions sur une plage de plusieurs dizaines de picosecondes, nous avons construit un auto-corrélateur non colinéaire utilisant la génération de second harmonique. En mesurant le signal de second harmonique croisé en fonction du retard entre deux impulsions, on reconstruit la fonction d'auto-corrélation de l'impulsion. L'ajustement des points expérimentaux par une sécante hyperbolique carré (sech^2) et par une gaussienne montre, sur une échelle semi-logarithmique en amplitude, que le profil de l'impulsion est plutôt de type gaussien. La Figure 4.14b montre le résultat de la trace d'auto-corrélation où les points expérimentaux sont ajustés par une gaussienne ayant une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 25,2 ps. La trace expérimentale est légèrement asymétrique et présente un pic dû à un alignement non optimisé de l'auto-corrélateur. Après déconvolution par un facteur 1.41, la largeur obtenue donne une durée des impulsions de 18 ps FWHM. Avec cette durée, les impulsions ont alors une puissance crête maximale de 14,5 kW.

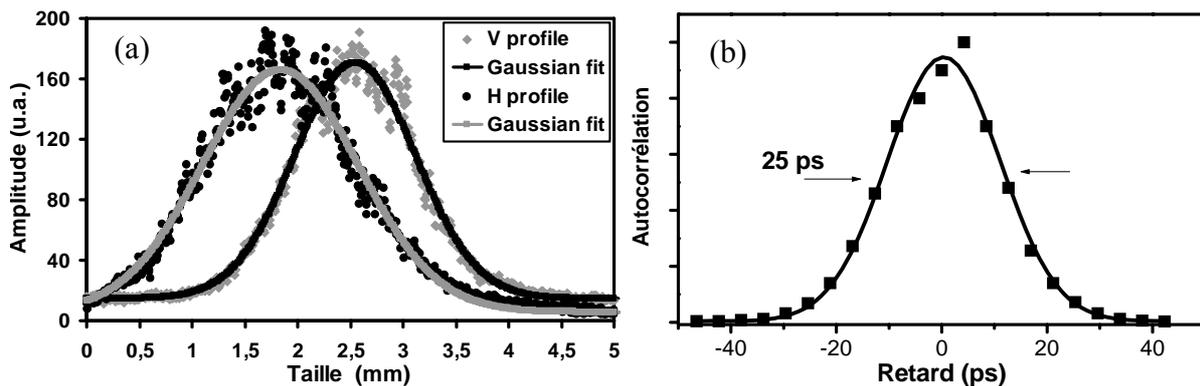


Figure 4.14 (a) Profil spatial expérimental (points) et ajustement gaussien (trait plein) vertical (V) et horizontal (H) du faisceau laser après 1,2m de propagation ; (b) profil temporel expérimental (points) et ajustement gaussien (trait plein).

Requiescat in pace

Cet oscillateur a cessé de fonctionner au milieu de sa caractérisation : les diodes de pompe sont mortes en faisant un grand bruit. Selon Thales, la cause était le grand âge, donc l'usure des diodes et de leur système de refroidissement. La réparation ou le remplacement de la structure de pompage n'étaient pas possible. Par conséquent, cet oscillateur n'a pas pu être caractérisé complètement. La qualité du faisceau et les bruits d'un tel laser n'ont donc pas pu être mesurés.

4.4 Résumé et conclusion

Un oscillateur Nd:YAG, monomode TEM₀₀, de forte puissance moyenne à une seule tête laser, à blocage de modes passif par SESAM et avec une durée d'impulsion courte a été réalisé [163]. Cet oscillateur délivre une puissance moyenne maximale de 21,4 W avec des impulsions d'une durée de 18 ps et à un taux de répétition de 82MHz. Une photo de cet oscillateur est représentée à la Figure 4.15.

Chapitre 5 Oscillateurs pompés longitudinalement Nd:YVO₄

Avec leur largeur de bande d'émission d'environ 1 nm, les oscillateurs Nd:YVO₄ (Yttrium Vanadate Oxyde dopé aux ions Néodyme, souvent appelés lasers Vanadate) peuvent délivrer directement des impulsions d'une durée de quelques picosecondes. Ce sont des lasers à quatre niveaux qui possèdent un fort gain et qui peuvent délivrer de hautes puissances moyennes de sortie tout en ayant une bonne qualité de faisceau [99,127]. De plus, leur biréfringence naturelle permet d'avoir un laser polarisé sans l'aide d'un polariseur intra-cavité. D'autre part, on peut s'attendre à un milieu de gain peu bruyant (voir section 3.2). Donc, le Nd:YVO₄ semble un bon candidat pour obtenir des oscillateurs avec une configuration simple, une faible durée d'impulsion, une forte puissance moyenne, une bonne qualité de faisceau, une bonne polarisation et de faibles bruits. Cependant, toutes ces caractéristiques n'ont pas été démontrées en même temps sur un même oscillateur, spécialement la forte puissance moyenne et la courte durée d'impulsion.

Une revue de la littérature des oscillateurs à base de Nd:YVO₄ a été reportée sur la Figure 5.1, où est indiqué leur puissance moyenne de sortie et leur durée d'impulsion. Cette figure montre que les oscillateurs les plus puissants ont donné jusqu'à 56 W de puissance moyenne avec une durée d'impulsion de 33 ps [99,127]. Ces oscillateurs sont basés sur un pompage à une longueur d'onde de 888nm pour réduire le défaut quantique [164] afin d'atteindre une forte puissance moyenne. Un des ces oscillateurs a même été amplifié en utilisant un schéma d'amplification symétrique à l'oscillateur pour atteindre une puissance moyenne de 111 W à un taux de répétition de 110 MHz [99,127]. Cependant, comme notre application requiert des durées d'impulsions entre 1 et 20 ps, la durée des impulsions de ce laser est trop longue. Il est aussi possible de pomper le Nd:YVO₄ à une longueur d'onde de 914 nm pour réduire encore plus le défaut quantique [165, 166], mais à notre connaissance, aucun laser à blocage de modes n'a encore été démontré.

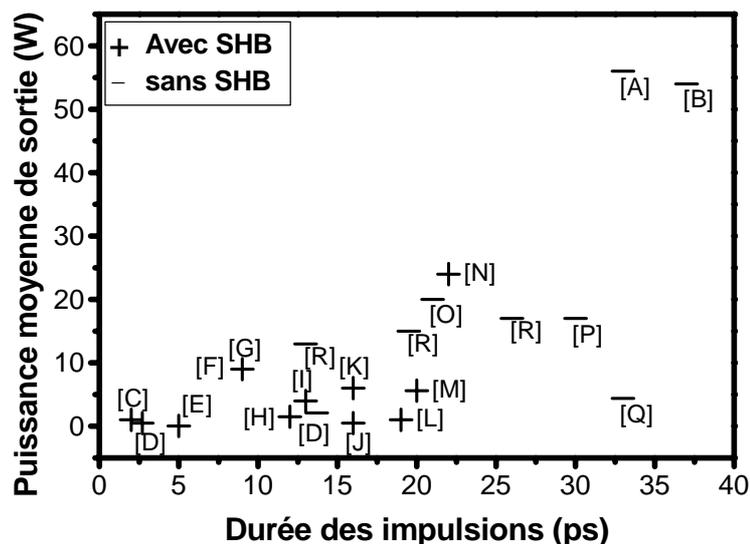


Figure 5.1 Revue de la littérature des oscillateurs à blocage de modes passif Nd:YVO₄. Puissance moyenne de sortie et durée des impulsions des oscillateurs. De l'analyse de chaque publication, les oscillateurs sans SHB sont représentés par un (-) et ceux avec SHB, (+).

Les lettres sur le graphique sont liées aux références suivantes :

A : [99] ; B : [167] ; C : [168] ; D : [169] ; E : [170] ; F : [171] ; G : [172] ; H : [173] ; I : [174] ; J : [175] ; K : [176] ; L : [177] ; M : [178] ; N : [103] ; O : [104] ; P : [179] ; Q : [180] ; R : [181].

D'un autre côté, le graphique montre plusieurs oscillateurs avec de courtes durées d'impulsions, mais avec pour la plupart des puissances inférieures à 10 W qui est notre objectif minimum en puissance moyenne pour l'oscillateur. On peut voir sur ce graphique la dispersion importante des durées d'impulsions obtenues dans le Nd:YVO₄. En fait, une analyse de chaque publication permet de conclure que la plupart des oscillateurs à courte durée d'impulsion ont une configuration, soit avec le milieu de gain à une extrémité de la cavité, soit avec le faisceau laser replié à l'intérieur du milieu de gain. Ces deux configurations introduisent du SHB, dans ce cas, on parle aussi de SHB amélioré « enhanced spatial hole burning » [113,114] lors de la construction des impulsions. Quand le SHB amélioré est présent dans un laser, il élargit le spectre d'émission et aplatit le gain permettant ainsi à un plus grand nombre de modes longitudinaux d'exister dans la cavité et, par le blocage en phase de plus de modes, on obtient des impulsions plus courtes. Cependant, le SHB pourrait diminuer l'efficacité de l'empilement des impulsions dans le Fabry-Perot de haute finesse (voir la section 3.1, sous-section disques minces), donc nous ne souhaitons pas utiliser cet effet pour avoir des durées d'impulsions courtes.

Comme les oscillateurs à forte puissance moyenne et à longue durée d'impulsion nous semblent les meilleurs candidats pour atteindre les objectifs visés, nous allons donc dans un premier temps étudier la réalisation d'un tel oscillateur basé sur l'architecture de l'oscillateur de McDonagh et al. [99,127,164] pompé à 888 nm. La première partie de ce chapitre porte donc sur le pompage à 888nm et la caractérisation de la diode de pompe correspondante. Ensuite, les caractéristiques d'absorption du cristal de Nd:YVO₄ seront rapportées. Les résultats des oscillateurs multimodes à cavité courte, monomode continu à cavité longue et enfin, monomode à blocage de modes seront alors ensuite exposés. Enfin, la dernière partie de ce chapitre traite de la réduction de la durée des impulsions sans avoir recours au SHB.

5.1 Pompage à 888 nm

Le choix de la longueur d'onde de la pompe vient tout d'abord de discussions avec Coherent [182], qui utilise désormais cette longueur d'onde pour pomper leur laser Verdi à base de Nd:YVO₄¹². Ensuite, la lecture des articles et de la thèse de doctorat de Louis McDonagh [99,127,164,167,183,184,185] ont fini par nous convaincre d'utiliser cette longueur d'onde. Depuis cette thèse, les diodes à 888 nm sont plus facilement disponibles commercialement et avec des puissances de pompe dépassant parfois les 200 W.

Comme décrit dans la thèse de Louis McDonagh [127], le pompage à 888nm présente plusieurs avantages comparativement à la longueur d'onde standard de pompage (808nm) des matériaux dopés à l'ion Nd.

Incidences sur le cristal :

- La réduction du défaut quantique entre la longueur d'onde de pompe et la longueur d'onde d'émission laser pour une émission à 1064 nm permet de produire moins de chaleur à l'intérieur du cristal et donc moins de lentille thermique. Ceci permet d'atteindre alors des puissances plus importantes. Le défaut quantique (q) peut être exprimé en pourcentage par la formule suivante :

¹² Ceci n'est maintenant plus le cas, hormis le Verdi 6 W, depuis que Verdi est composé d'un laser à semiconducteur pompé optiquement (OPSL pour « Optically Pumped Semiconductor Laser ») et non plus de Nd:YVO₄.

$$q = (1 - \lambda_{\text{pompe}} / \lambda_{\text{laser}}) * 100$$

5.1

Pour un pompage à 808 nm, le défaut quantique est donc de 24% alors que pour un pompage à 888 nm, il est de 16,5%, soit une réduction de près de 8 points, soit 31%.

- La Figure 5.2a illustre la différence des coefficients d'absorption pour des pompages à 808 nm et 888 nm pour un cristal dopé à 1% pour les axes cristallographique *c* et *a*. Sur cette figure, le coefficient est plus de 30 fois inférieur pour un pompage à 888 nm sur l'axe *c* comparativement à un pompage à 808 nm. Comme le coefficient d'absorption à 888 nm est moins important qu'à 808 nm, il est alors possible de travailler avec de plus longs cristaux ayant un pourcentage de dopant autour de 0,5 at.%. Le dopage sera alors plus facilement homogène et contrôlable que pour certains cristaux pompés à 808 nm demandant un dopage plus faible à cause de la forte absorption.

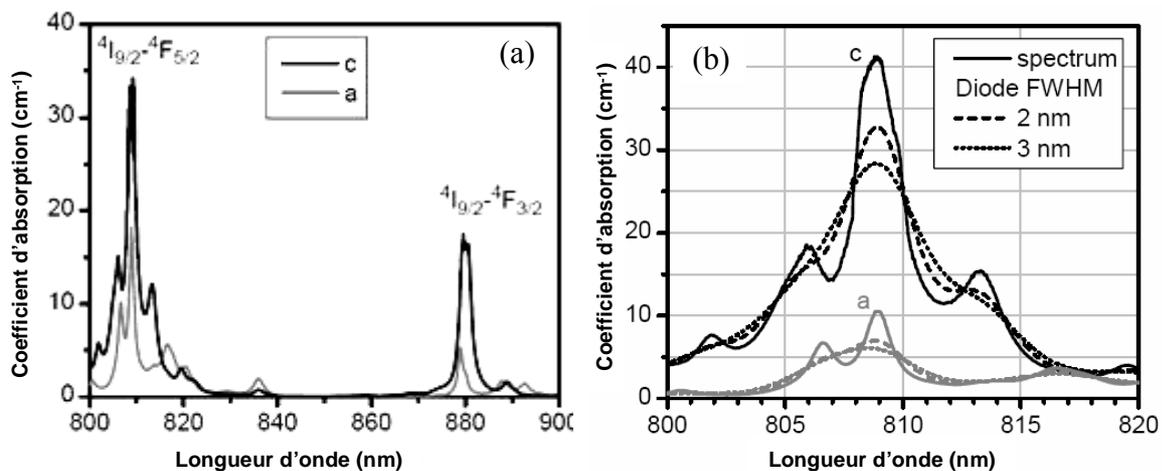


Figure 5.2 (a) Spectres d'absorption du Nd:YVO₄ dopé à 1 at.% pour les axes cristallographiques *c* et *a* ; (b) absorption réelle à 808 nm pour une diode avec un FWHM de 2 et 3 nm tirés de [127].

Incidences sur le choix de la pompe :

- Les coefficients d'absorption sur les deux axes du cristal de Nd:YVO₄ sont presque identiques à 888 nm, ce qui élimine toute condition de polarisation sur la pompe.
- La Figure 5.2b illustre l'absorption réelle d'une diode à 808 nm selon sa largeur d'émission à mi-hauteur. Pour un pompage à 808 nm, la largeur d'émission de la pompe a une incidence plus importante puisque la raie d'absorption est plus fine comme l'illustre la Figure 5.2b. Dans le cas du pompage à 888 nm, comme les valeurs effectives d'absorption entre 886 et 890 nm sont relativement constantes, il n'est pas nécessaire d'avoir une pompe avec une raie très fine et avec une longueur d'onde très précise. Ce type de laser sera donc peu sensible à de faibles variations de la température de refroidissement de la diode et au vieillissement de celle-ci. Par conséquent, il n'est pas nécessaire d'avoir des diodes stabilisées en longueur d'onde par réseau de Bragg en volume (VGB) avec des caractéristiques de +/-1nm sur la longueur d'onde et de 1 nm de largeur spectrale à 90%. Ceci permet d'éviter un surcoût pouvant aller jusqu'à 10 k€ sur l'achat de la diode de pompe.

Le pompage à 888nm n'a pas d'incidence négative sur le niveau de bruit. En fait, les ions Nd font généralement des lasers à quatre niveaux (sauf dans le cas de l'émission à 0,9-0,95µm). Même dans le cas d'un pompage autour de 880nm (ou 888nm) qui amène directement l'ion excité dans l'état laser supérieur, on ne parle pas d'un laser trois niveaux ou quasi-trois niveaux car la relaxation laser ne se fait pas dans l'état fondamental ou une dégénérescence de celui-ci. En effet, même si les transitions n'impliquent que trois niveaux énergétiques, les ions du niveau laser supérieur, ayant une durée de vie de 100µs pour le Nd:YVO₄ dopé à 0.5 at.%, relaxent par la transition laser à 1064nm ($^4F_{3/2} - ^4I_{11/2}$) dans un niveau d'énergie ayant une durée de vie d'environ 700 ps [127].

5.1.1 Diode à 888 nm

La pompe achetée est une diode fibrée délivrant une puissance de 100W à une longueur d'onde de 888 nm de la compagnie Coherent dont les caractéristiques fournies par le fabricant avant l'achat et les caractéristiques finales sont décrites aux Tableau 5.1.

Les diodes Coherent sont faites à base de InGaAsP. Chaque barrette de diode possède 19 émetteurs, chacun ayant une largeur de 100 µm [186]. Dans le cas de cette diode, deux caractéristiques sont importantes pour sa fabrication : sa forte puissance et sa forte brillance (diode couplée à une fibre de 400 µm de cœur). Dans ces cas, Coherent a recouru à une technique de couplage dans la fibre optique différente de celle de leurs diodes de faible puissance couplée à une fibre de plus de 600 µm de cœur présentes, par exemple, dans leurs lasers Verdi (bien connus pour pomper les oscillateurs Ti:Saphir). Dans le cas des diodes de forte puissance et de forte brillance, l'axe rapide de la diode est collimé grâce à une lentille attachée directement sur la barrette de diode. Puis, le faisceau de la diode passe dans une série de micro-optiques, alignés ensemble de manière tout d'abord indépendante, puis avec la diode, et composée d'une collimation de l'axe lent, d'une optique de transformation du faisceau, d'un télescope pour l'axe rapide et d'une deuxième collimation de l'axe lent. Enfin, le faisceau est focalisé par une lentille convergente pour coupler la puissance dans une fibre optique de 400 µm de cœur. Dans le cas d'une diode délivrant une puissance de sortie de 100 W, Coherent utilise 2 barrettes de diodes de 19 émetteurs réunies par combinaison de faisceaux polarisés (chaque barrette possède une polarisation différente). Cette technique leur permet d'avoir un couplage efficace de la puissance dans un petit cœur de fibre.

Tableau 5.1 Caractéristiques de la diode 100 W à 888 nm de Coherent

Constructeur	Coherent		
Modèle	FAP-888nm-100C-400-F		
Caractéristiques Optiques	Unité	Commande	Livraison
Puissance sortie CW	W	100 (110)	100 (109)
Longueur d'onde centrale (25°C)	nm	888	890,65
Incertitude sur Longueur d'onde	nm	±2	±3
Largeur spectrale (largeur 90% énergie)	nm	<5	5,75
Coefficient Longueur d'onde Température	nm/°C	0,28	
Divergence du faisceau	N.A.	0,22	0,22
Diamètre du faisceau	µm	400	400
Caractéristiques Electriques typiques			
Pente d'efficacité	W/A	0,8	1,77
Efficacité de conversion	%	40	39,72
Courant seuil	A	10	10,66

5. Oscillateurs pompés longitudinalement Nd:YVO₄

Courant d'opération	A	<75 (<82)	68,46 (74)
Tension d'opération	V	<5 (<5,1)	3,68

Cette diode est alimentée par la source de courant à découpage 15V/100A décrite au tableau 3.5. Elle est refroidie à l'aide d'une boîte à eau de fabrication maison placée sous la diode dans laquelle circule dans un serpentin une eau contrôlée en température par le groupe de refroidissement. Le contact thermique entre la diode et la boîte à eau est assuré par de la pâte thermique. Après différents essais, la boîte à eau assurant le meilleur refroidissement (c'est-à-dire le plus faible écart entre la température de l'eau indiquée sur le groupe de refroidissement et la température effective du boîtier de la diode mesurée à l'aide d'un thermocouple) s'est avérée être celle en cuivre, recouverte d'une anodisation de nickelage chimique. Le nickelage chimique est choisi dans le but d'éviter la corrosion et donc d'endommager le groupe de refroidissement. La température nécessaire pour obtenir le calage de la longueur d'onde au plus près du maximum d'absorption sera finalement de 12°C pour le groupe de refroidissement qui donne une température du boîtier de diode à 15°C. Il est à noter, que la diode est parfois simplement opérée à une température d'eau de 15°C pour éviter toute possibilité de condensation sur le boîtier de la diode.

Le spectre de la diode Coherent mesuré par le fabricant est illustré à la Figure 5.3a pour une température de refroidissement de 25°C recommandé par le fabricant et une puissance de 100 W. La longueur d'onde centrale est de 890,65 nm au lieu de 888 nm et le spectre de la diode à 90% de l'énergie est de 5,75 nm au lieu de 5 nm (il est de 3,84 nm à FWHM). Ces différences par rapport aux spécifications demandées et cette très grande largeur spectrale s'expliquent, selon les dires du fabricant, par des problèmes au niveau des micro-optiques de couplage de la diode dans la fibre de cœur de 400µm rencontrés par la compagnie au moment de la fabrication de la diode. Pour avoir une meilleure absorption, la diode sera donc opérée à une température inférieure à 25°C. Les spectres optiques, mesurés par un analyseur de spectre optique de la compagnie Ocean Optics (résolution 0,8 nm), à 96 W et 99 W pour un courant de pompe de 68,5 A et pour une température de boîtier de diode de 25°C et de 19°C, sont illustrés à la Figure 5.3b. La largeur des deux spectres est presque identique et donc, nous pouvons conclure que la température de refroidissement influence peu la largeur du spectre. Par contre, il y a bien une réduction de la longueur d'onde de la diode avec la température de refroidissement. Diminuer la température de la diode de 6°C permet de diminuer la longueur d'onde d'environ 2 nm comme le prévoit le coefficient de 0,28nm/°C fourni par le fabricant. Il est à noter que pour obtenir un maximum de Watts absorbés, la diode sera opérée à un courant plus important pour atteindre une puissance de sortie plus élevée. Ceci aura pour conséquence d'augmenter une fois de plus sa longueur d'onde. Par conséquent, pour corriger cet écart, la diode sera plus refroidie pour l'opérer à environ 15°C. Cette limite basse a été instaurée non pas parce que le maximum d'absorption se situe à cette température, mais pour s'assurer qu'il n'y aura pas de condensation sur le boîtier de la diode. (Certains jours de grande humidité, cette température devra même être plus élevée par mesure de sécurité.) Donc, il s'agit de trouver le meilleur compromis entre la puissance émise et sa longueur d'onde pour obtenir le maximum de Watts absorbés, ce qui ne correspondra pas nécessairement au point où le pourcentage d'absorption est le plus élevé.

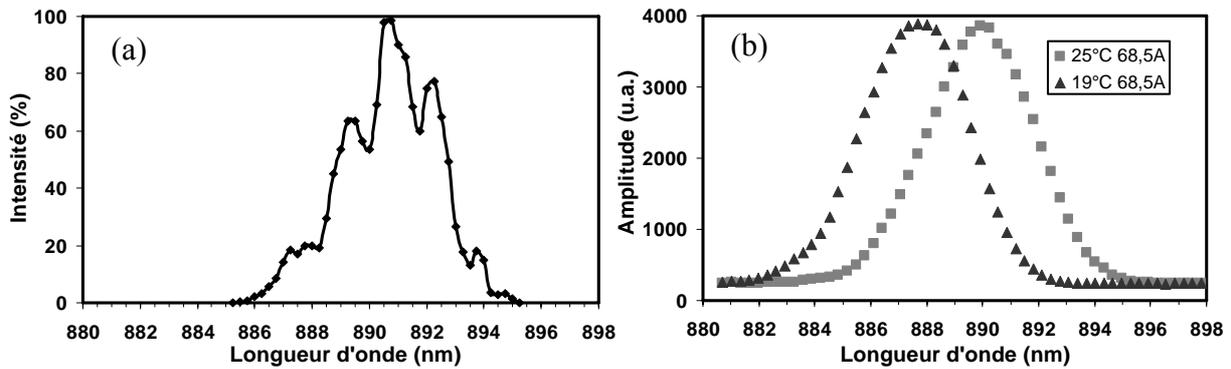


Figure 5.3 Spectre de la diode Coherent : (a) 100W/25 °C fourni par le constructeur ; (b) 96W/25°C et 99W/19 °C pris avec un analyseur de spectre optique avec une résolution de 0,8 nm.

La caractéristique de la diode en puissance en fonction du courant de pompe a été mesurée à l'aide d'un détecteur de puissance de la compagnie Coherent (PM-150) refroidit par convection et pouvant mesurer jusqu'à 150W en continu¹³. La sortie de la fibre de la diode était placée tout simplement très près du détecteur afin de collecter toute la puissance émise. Pour une température d'eau de refroidissement de 25°C, recommandée par le fabricant, le seuil de la diode est de 10 A. La puissance de la diode augmente linéairement avec une pente de 1,6 W/A pour atteindre 96 W à un courant de 70 A et avec une tension de 4,5 V. La diode n'atteint donc pas une puissance de 100 W prévue à 68,5 A, même pour un courant de pompe de 70 A. La longueur d'onde centrale de la diode a été ensuite mesurée en fonction du courant de pompe et toujours pour une température d'eau de refroidissement des diodes de 25°C et les résultats sont présentés sur la Figure 5.4. On observe sur ce graphique que la longueur d'onde centrale émise augmente de 0,26 nm par Ampère de courant appliqué à la diode. Ce graphique montre également que, en plus de ne pas atteindre 100 W, la diode possède une longueur d'onde d'environ 895 nm à 70 A, ce qui est éloigné des 888 nm désirés.

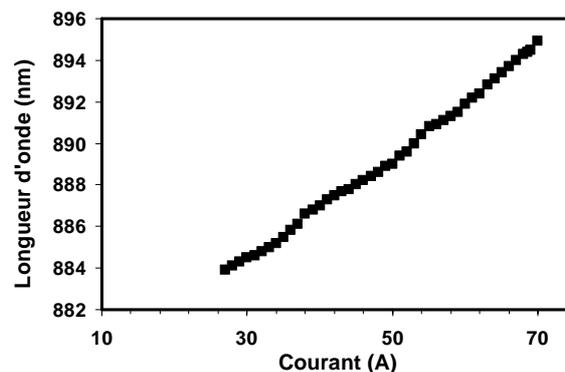


Figure 5.4 Longueur d'onde centrale de la diode Coherent en fonction du courant de pompe et pour une température d'eau de refroidissement de 25°C.

Enfin, les caractéristiques de la diode en fonction de la température de l'eau de refroidissement de la diode ont été mesurées. Ces mesures ont été faites à l'aide d'une boîte à eau non optimisée, fabriquée en Dural (alliage aluminium-cuivre), ce qui explique les valeurs

¹³ Ce détecteur sera celui utilisé pour toutes les mesures de puissances de ce chapitre, car les écarts de puissances mesurés par différents détecteurs sont parfois importants.

très basses de la température de l'eau de refroidissement nécessaires au bon fonctionnement. Tout d'abord, la puissance et la longueur d'onde centrale ont été mesurées pour différentes températures de refroidissement de la diode. La Figure 5.5a illustre les résultats de ces mesures faites à un courant de diode de 68,5 A pour une température du boîtier de diode variant entre 19 et 34°C (34°C de la diode correspondant à une eau de refroidissement à 25°C avec cette boîte à eau). Ce graphique permet d'établir que la longueur d'onde évolue avec une pente d'environ 0,4 nm/°C pour la température du boîtier. Par contre, comme, il a été vérifié que la température du boîtier évolue de 0,75°C par degré Celsius pour l'eau de refroidissement, la relation entre la longueur d'onde de la diode de pompe et la température de l'eau de refroidissement est bien de 0,3 nm/°C, comme le spécifie le fabricant.

Sur le même graphique, on observe que la puissance de la diode varie comme -0,33W/°C pour la température du boîtier. Donc, plus l'eau de refroidissement est froide, plus la puissance délivrée est élevée. Sur ce graphique, une réduction de la température du boîtier de 15°C permet d'augmenter la puissance de 5 W. On observe aussi cette différence sur les résultats de mesures de la puissance de sortie en fonction du courant de la pompe pour deux températures de refroidissement illustrés sur la Figure 5.5b. Sur ce graphique, une réduction de la température 6°C entraîne une augmentation de la puissance de sortie d'environ 2 W. Cette fois, la pente de la puissance est plus près de 1,7 W/A. Ce graphique permet d'établir une puissance maximale de 109 W pour un courant de pompe de 74 A, qui est le maximum en courant recommandé par le fabricant. Ces valeurs de puissance de la diode permettront d'établir les efficacités d'absorption dans la section 5.2 sur les cristaux de Nd:YVO₄.

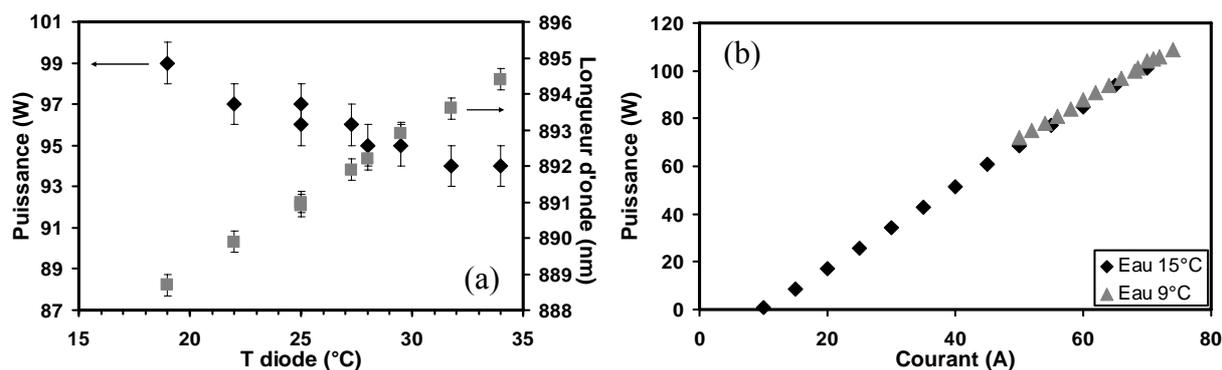


Figure 5.5 (a) Puissance et longueur d'onde centrale de la diode Coherent en fonction de la température de refroidissement pour un courant de 68,5 A ; (b) puissance de la diode Coherent pour deux températures d'eau de refroidissement.

5.1.2 Focalisation de la diode dans le cristal

Le faisceau de pompe de la diode sera focalisé à l'intérieur du cristal laser où il définira la zone de gain pour le mode du laser. Tout mode laser gaussien passant à travers une ouverture, ici définie par le cristal, doit avoir une certaine taille pour ne pas subir de diffraction et une réduction de son intensité. L'absence de diffraction et d'oscillations de l'intensité sera importante pour la qualité du faisceau de sortie de l'oscillateur. Il est donc nécessaire d'établir un critère à respecter pour sa taille pour ne pas causer trop de pertes sur ce mode. Ce critère permettra ensuite de fixer la taille de la pompe dans le cristal.

La référence ([68] p.665) définit le champ de l'onde du faisceau gaussien qui n'est pas transmise par une ouverture circulaire de rayon a par l'équation suivante :

$$\delta_a = e^{-a^2/\omega_0^2}$$

5.2

Si l'intensité du faisceau gaussien qui n'est pas transmis est de 1% lorsqu'il coupe une ouverture ($\delta_a^2 = 0,01$ ou $\delta_a = 0,1$), les calculs montrent que les oscillations de l'intensité que l'ouverture cause seront de l'ordre de 20% en champ proche ([68] p.667) et une même réduction de l'intensité en champ lointain. Des oscillations de l'ordre de 1% (20 fois plus petites) donnent un critère sur le champ de l'onde de :

$$\delta_a = e^{-a^2/\omega_0^2} \geq 0,1/20$$

Et donc que l'ouverture doit avoir un diamètre de :

$$D = 2a \geq 4,6\omega_0.$$

Pour des oscillations de l'ordre de 0,1% :

$$D = 2a \geq 5,51\omega_0.$$

Fixons le critère à des oscillations de 0,1% et appliquons la même approximation pour une ouverture carrée (le cristal de Vanadate faisant 4mm*4mm). Selon ce critère, le diamètre du mode fondamental à l'intérieur du barreau devra être inférieur à 1,5 mm. En fait, nous avons préféré choisir un diamètre inférieur à environ 1,4 mm pour aider au blocage de modes (voir la section 4.3.2).

Si le faisceau de pompe est considéré comme étant de profil carré, la même définition du δ_a pour l'amplitude ou de δ_a^2 pour l'intensité tronquée à un point s'applique pour le mode laser sur « l'ouverture » définie par le faisceau de pompe. Pour avoir une bonne extraction, tout en ayant de faibles aberrations ayant pour origine la lentille thermique, il faut que la majorité du mode laser soit à l'intérieur du faisceau de pompe sans qu'il soit trop petit pour arriver à extraire le plus possible. Pour un point de coupure du mode laser sur le faisceau de pompe à une intensité de 5% ou $\delta_a = 0,22$, le diamètre de la pompe devrait être d'environ 1,7 mm soit environ 1,2% du diamètre du mode. Pour un point de coupure à 3%, le diamètre du mode devrait être d'environ 1,85 mm, soit 1,3% du diamètre du mode. C'est d'ailleurs dans cette région de 1,2-1,3% de ratio entre la pompe et le mode qu'il est possible de trouver le meilleur compromis entre la meilleure extraction et la plus faible diffraction et autres aberrations et par conséquent les meilleures performances [127].

Afin d'obtenir ces dimensions dans le cristal, il va être nécessaire de focaliser le faisceau issu de la diode fibrée. Puisque la capacité de focalisation d'une lentille dépend de la qualité du faisceau, il est nécessaire de prendre en compte le M^2 [56,57] du faisceau de pompe. Le M^2 d'un faisceau est une indication sur la capacité d'un faisceau à être focalisé à la limite de la diffraction. Par exemple, un faisceau gaussien avec un M^2 de 1, atteindra la limite de diffraction au point focal prévu par l'optique gaussienne et avec un M^2 de 2, aura une taille de point focal deux fois plus grande que la limite de diffraction. Ainsi, dans toute propagation gaussienne, pour des faisceaux ayant des M^2 supérieur à 1, il faut remplacer dans les formules la longueur d'onde λ par λM^2 . Le M^2 d'une diode fibrée ayant une ouverture numérique NA , un rayon de cœur a et une longueur d'onde de λ , peut être estimé par la formule suivante ([71], article « Fiber-Coupled Diode Laser ») :

$$M^2 \approx \pi a NA / \lambda$$

5.3

Les données de la diode Coherent donne un M^2 d'environ 155.

De plus, pour la focalisation de la pompe dans des cristaux longs, il est nécessaire de considérer la zone de Rayleigh du faisceau de pompe dans le cristal. Cette zone de Rayleigh (Z_r) se trouve à être la distance à partir du point focal où le rayon (w_0) est plus grand d'un facteur $\sqrt{2}$. Dans le cas d'un faisceau circulaire, cela signifie qu'à une distance correspondant à la zone de Rayleigh, la taille du mode a doublé. Ce paramètre est important puisque dans un laser, si la focalisation est trop faible, l'intensité de la pompe est réduite et le gain sera faible, et si elle est trop forte, la zone effective d'interaction sera limitée. Donc, il s'agit de trouver le meilleur compromis entre les deux situations. Dans un laser, il semble que le gain est plus important pour un faisceau de pompe avec une zone de Rayleigh de l'ordre de la longueur du cristal ([71], article « Rayleigh Length »). Donc, pour un faisceau gaussien, la zone de Rayleigh est définie comme suit :

$$Z_r = \frac{n\pi\omega_0^2}{M^2\lambda} \quad 5.4$$

où n est l'indice de réfraction du milieu. Dans notre cas, si le rayon du faisceau de pompe est de 800 μm , la zone de Rayleigh est d'environ 2,9 cm. Considérant que les cristaux de Nd:YVO₄ font une longueur de 3 cm, un rayon du faisceau de pompe de 800 μm ou un peu plus grand pourra être utilisé. Il faut cependant noter que la taille de la pompe à l'entrée du cristal ne doit pas être trop petite afin de limiter la lentille thermique induite aux faces du cristal par le faisceau de pompe.

Connaissant toutes ces considérations, le faisceau de la diode de pompe, sortant de la fibre optique d'une longueur de 2 m, a été imagé à la position du milieu du cristal de Nd:YVO₄ à l'aide d'une lentille boule asphérique de collimation d'une longueur focale de 27 mm et d'une lentille de focalisation plan-convexe d'une longueur focale de 10 cm sur un diamètre d'environ 1650 μm à $1/e^2$. Pour être dans des conditions les plus proches possible des futurs oscillateurs, le faisceau passait également au travers un miroir en ménisque dichroïque (hautement réfléchissant à 1064 nm et ayant une forte transmission à 888 nm) d'un rayon de courbure de -1,25 m. Des mesures avec une caméra CCD ont permis alors de déterminer le profil du faisceau pour un courant de diode de 3 A et une température de boîtier de la diode de 17°C.

La Figure 5.6a illustre le profil de la pompe dans l'air aux endroits équivalents au début, au milieu et à la fin du cristal. Lors d'une propagation dans un milieu d'indice de réfraction n , la longueur effective de la propagation est divisée par le n du milieu (environ 2 dans le cas du Nd:YVO₄). Ainsi, dans l'air, l'équivalent des extrémités du cristal ($\pm 15\text{mm}$ pour le cristal de 30 mm) se trouvent à $\pm 8\text{ mm}$. Sur le graphique, les points sont les mesures expérimentales et les courbes continues sont des profils gaussiens ajustés. Avant le point focal, le profil du faisceau de pompe est de forme plus gaussienne qu'au point focal et après le point focal, où le profil a une tendance à être légèrement plus super-gaussien. La taille du profil central est d'environ 1650 μm à $1/e^2$. La Figure 5.6b illustre l'image de la pompe au point focal, montrant la bonne qualité de la pompe.

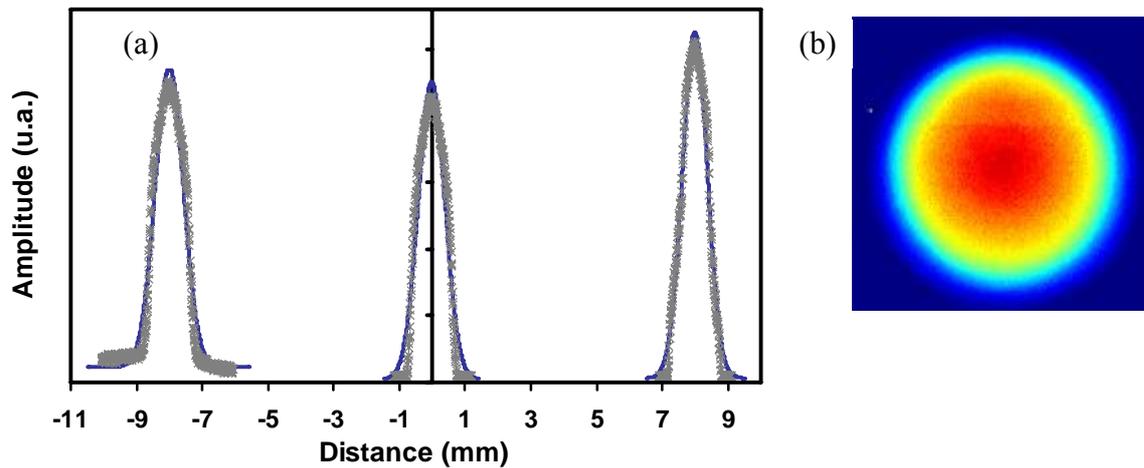


Figure 5.6 (a) Profil du faisceau de la diode de pompe dans l'air aux distances équivalentes à l'entrée (-8cm), au milieu (0 cm) et à la sortie du cristal (8 cm) avec des ajustement de type gaussien (bleu) ; (b) image du faisceau de pompe au point focal.

5.2 Cristaux laser

Les cristaux de Nd:YVO₄ sont beaucoup utilisés commercialement. L'offre des cristaux couvre un dopage de 0,1-4 at.%, pour des cristaux de section ronde ou carrée, avec une section de 1,5-25 mm et des longueurs de 0,5-30 mm [128]. Grâce à leur très fort coefficient d'absorption à 808 nm, des cristaux avec un dopage de 1% et d'une longueur de seulement 0,5-3 mm sont couramment utilisés pour faire des lasers peu puissants et des cristaux avec un dopage de 0,2% et une longueur de 15 mm pour des lasers plus puissants. Pour le pompage à 888 nm où l'absorption est bien plus faible qu'à 808 nm (avec un coefficient de 1 cm⁻¹ à 888 nm pour 40 cm⁻¹ sur l'axe *c* à 808 nm et un dopage de 1 at.%), la longueur du cristal doit être plus longue pour absorber la même puissance de pompe. Il faut donc se tourner vers les cristaux plus longs.

La référence [127] a étudié des cristaux de même section mais de longueur et de dopage différents : 20 mm dopé à 0,7 at.% et 30 mm dopé à 0,5 at.%. Dans la configuration étudiée, le cristal de 20 mm induit une plus forte lentille thermique puisque l'absorption est plus forte sur les faces d'entrées du cristal et que les sections de la pompe sont plus petites sur ces mêmes faces pour de fortes puissances de pompe. La recommandation de l'auteur serait de garder les cristaux de 20 mm pour des systèmes de plus faible puissance où les diamètres minimum pompe/mode seraient trop petits pour que les deux faisceaux aient un bon recouvrement tout au long d'un cristal de 30 mm. Il suggère donc que les cristaux de 30 mm sont plus adaptés aux oscillateurs de forte puissance à condition de bien adapter les tailles de faisceau et de faire deux passages de la pompe dans le cristal, vu sa faible absorption à 888 nm.

De plus en plus de compagnies offrent des cristaux de Nd:YVO₄ avec une longueur de 30 mm. Bien que certains fournisseurs prétendent pouvoir faire croître des boules où ils peuvent extraire des cristaux de 50 mm de longueur, seul les cristaux de 30 mm sont disponibles commercialement. Cependant, il est assez difficile d'obtenir de la part des fabricant une courbe de la transmission de leur cristaux afin de s'assurer de leur absorption à 888 nm. La

courbe de transmission est importante puisque aucun fournisseur n'accepte de garantir une absorption à 888 nm et que, pour compliquer le tout, l'absorption à 888 nm pour un même taux de dopage affiché diffère d'un fournisseur à l'autre.

Après avoir pu comparer les courbes d'absorption/transmission des cristaux de Nd:YVO₄ de quatre compagnies différentes offrant des cristaux de 30 mm, il apparaît que tous les cristaux ont des absorptions à 888 nm inférieures (environ de 0,6 cm⁻¹ au lieu de 0,8 cm⁻¹) à ceux de la référence [164]. Ceci pourrait s'expliquer par la présence d'impuretés augmentant l'absorption à cette longueur d'onde dans le cas de la référence [164], ou au contraire de cristaux d'une qualité peu commune. Les cristaux étudiés ont été ceux de la compagnie Moltech [128] ayant des dimensions de 4 mm × 4 mm × 30 mm et un dopage de 0,5 at.% ± 0,05 at.%¹⁴.

5.2.1 Coefficient d'absorption des cristaux

Afin de s'assurer de l'absorption des cristaux à 888 nm de la compagnie Moltech [128], différentes mesures ont été prises. L'absorption A d'un cristal de longueur d est donné par :

$$A = 1 - e^{(-\alpha d)} \quad 5.5$$

où α est le coefficient d'absorption. Connaissant la longueur du cristal, il est possible de tracer le graphique de l'absorption absolue d'un cristal indépendamment de sa longueur en traçant le coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde. La Figure 5.7a illustre le spectre d'absorption de trois cristaux de Nd:YVO₄ ayant un dopage de 0,5 at.% obtenu à partir de mesures faites au spectrophotomètre en lumière non polarisée. La Figure 5.7b illustre quant à elle différents spectres d'absorption d'un seul cristal obtenus à l'aide d'un oscillateur à très large spectre d'émission (Rainbow, FemtoLaser) émettant un faisceau polarisé et d'un spectromètre. Dans le dernier cas, la rotation du cristal de 90° permet d'observer l'absorption sur l'autre axe du cristal. De ces spectres, nous concluons que l'absorption de ces cristaux est de 0,6 cm⁻¹ sur l'axe a et 0,5 cm⁻¹ sur l'axe c , soit environ 0,2 cm⁻¹ plus faible que celle de la référence [127]. Par ailleurs, nous observons bien l'absorption très semblable sur les deux axes près de 888 nm, la position quasi-identique des pics d'absorption sur les deux axes et la largeur de la bande d'absorption d'environ 5 nm à mi-hauteur. Ces caractéristiques nous permettent donc d'utiliser la diode non polarisée, à 888 nm et ayant une largeur de spectre à mi-hauteur de moins de 5 nm pour étudier l'absorption réelle de la diode par le cristal de Nd:YVO₄.

¹⁴ « at.% » est le pourcentage de dopage atomique ou molaire en opposition avec le pourcentage de dopage en poids.

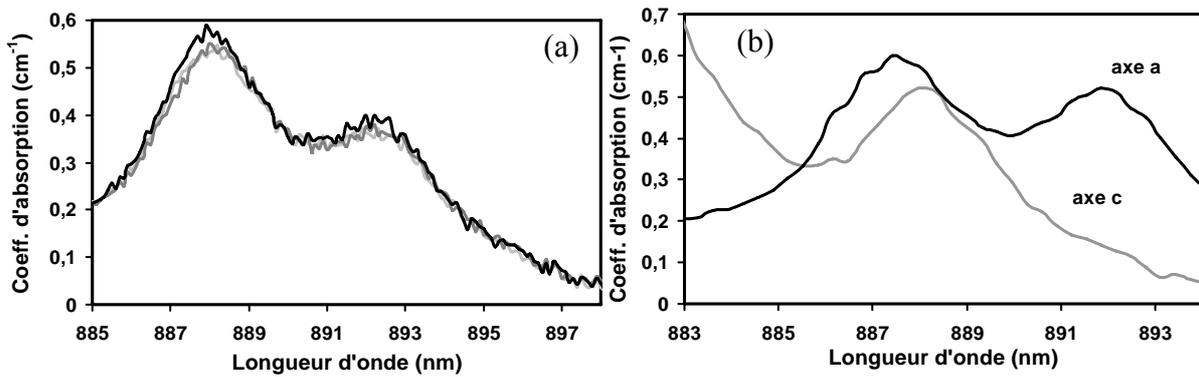


Figure 5.7 (a) Spectres d'absorption de trois cristaux de Nd:YVO₄ 0,5 at.% mesurés au spectrophotomètre ; (b) pour un cristal à l'aide d'un laser large bande polarisé.

5.2.2 Absorption réelle de la pompe à 888 nm dans le cristal

L'absorption réelle par le cristal du rayonnement de la pompe n'est souvent pas identique aux valeurs déduites à partir des coefficients d'absorption déterminés à la section précédente. Ceci s'explique par la longueur d'onde différente en fonction du courant de pompe, par la largeur de la bande d'émission et par le rayonnement non polarisée de la diode de pompe.

Pour faire les tests d'absorption, afin de diminuer les contraintes sur le cristal laser, celui-ci est refroidi sur quatre faces à l'aide d'une monture en deux parties de cuivre dont la conductivité est de 389 W/(m*K), chacune des parties étant refroidie par un circuit d'eau indépendant, non contrôlée en température. Le contact entre le cristal et le cuivre est assuré par une feuille d'indium dont la conductivité est de 81,2 W/(m*K)¹⁵. En focalisant la pompe à l'intérieur du cristal, l'augmentation maximale de la température à pleine puissance de pompe est évaluée à 49 K [127].

La focalisation de la pompe est réalisée telle que décrite à la section 5.1.2., avec le premier miroir dichroïque en place, puis la pompe est recollimée avec une lentille de 10 cm après l'emplacement du cristal pour pouvoir prendre des mesures de puissance avec le détecteur PM150. Dans un premier temps, sans cristal, il a été mesuré que la puissance de la diode de pompe était diminuée d'environ 3,15% en passant au travers de toutes les surfaces optiques avant le cristal. Après vérification, il s'avère que le miroir dichroïque réfléchit environ 3% à 888 nm. Ensuite, le centre du cristal est positionné au point focal de la pompe déterminé avec la caméra CCD en ajoutant 8 mm de plus par rapport à la lentille de focalisation pour tenir compte de l'indice de réfraction du Nd:YVO₄. Le faisceau de la pompe aura donc une taille d'environ 1650 μm de diamètre à 1/e² au centre du cristal. Les mesures d'absorption sont réalisées en mesurant la puissance transmise au travers du cristal en comparaison avec la puissance connue à l'entrée du cristal. Cette méthode estime donc la puissance absorbée sans tenir compte de la diffusion ou de la réflexion dues au cristal.

Des mesures d'absorption tout d'abord ont été prises en faisant varier le courant de pompe, et donc la longueur d'onde d'émission de la pompe, à fort courant (50 A et plus), pour différentes températures d'eau de refroidissement de la diode de pompe. Les résultats de ces mesures sont illustrés sur la Figure 5.8a. Ce graphique démontre clairement une différence d'environ 10 W entre la puissance absorbée à une eau à 15-17°C et celle absorbée à une eau à 8-10°C. La différence montre que la longueur d'onde optimum d'absorption est atteinte à

¹⁵ En comparaison la conductivité de l'eau est de 0,6 W/(m*K) et celle de l'air est de 0,023 W/(m*K).

différentes puissances de pompe pour les différentes températures d'eau. Par exemple, la région 888 – 889 nm est atteinte à une puissance de pompe de 86-89 W à 17°C et pour 104-109 W à 8°C (cette température d'eau correspond à une température de boîtier de 16°C à 74 A). Ce graphique montre également la zone du maximum d'absorption de la pompe par le cristal entre 888 et 889 nm, particulièrement visible sur les courbes à basse température.

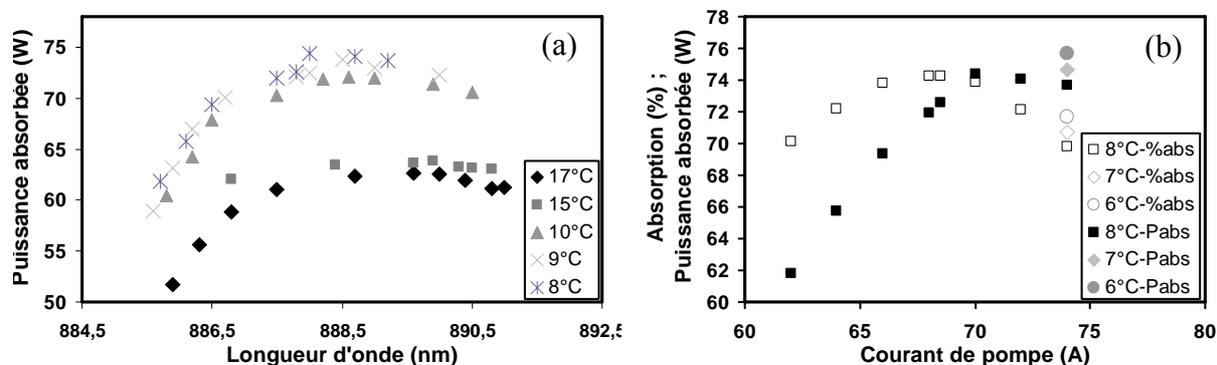


Figure 5.8 Pour différentes températures et pour une diode de largeur de bande d'émission de 5,75 nm à 90% de son énergie, puissance absorbée effective pour un passage de la pompe (a) en fonction de la longueur d'onde ; (b) en fonction du courant de pompe.

La Figure 5.8b illustre les résultats de puissance absorbée et de pourcentage d'absorption de la puissance de pompe (pertes sur les optiques déduites) pour un seul passage de la pompe dans le cristal selon le courant de la pompe pour une température d'eau de 8°C. Sur ce même graphique sont illustrés les résultats pour un courant de 74 A lorsque la température de l'eau est réduite de un et de deux degrés Celsius. Pour une eau à 8°C, la puissance absorbée augmente tout d'abord avec le courant, atteint un maximum de 74 W à 70 A et rechute légèrement puisque la longueur d'onde de la pompe augmente et sort de la zone optimale (74 A correspond au dernier point à 8°C de la Figure 5.8b). Cet effet est aussi illustré par la courbe du pourcentage d'absorption à 8°C. Ce pourcentage augmente d'abord avec le courant, atteint un maximum entre 67 et 70 A d'environ 74% et rechute brutalement avec l'augmentation du courant à 70% à 74 A. La courbe en puissance absorbée chute moins brutalement du fait que la puissance émise augmente même si la longueur d'onde se décale. Diminuer la température de refroidissement de un et de deux degrés Celsius, où une eau à 6°C donne une température de boîtier de 15°C (limite inférieure pour éviter des problèmes de condensations dans la diode) à 74 A (limite supérieure recommandée par le fabricant), a permis de déterminer la puissance maximale de la pompe absorbée par un passage dans le cristal. Elle est d'environ 76 W avec un pourcentage d'absorption d'environ 72% de la pompe effectivement incidente sur le cristal (106 W au lieu de 109 W à cause de la réflexion du dichroïque). Dans ces conditions, l'absorption pour deux passages de la pompe dans le cristal est estimée à 88% pour un rapport entre la puissance absorbée par le cristal et la puissance émise par la diode (109 W).

5.3 Oscillateur continu en cavité courte multimode

Un laser en cavité courte a été réalisé afin d'évaluer les performances atteignables avec le cristal de Nd:YVO₄. Le schéma de la cavité courte est illustré à la Figure 5.9a. Elle est composée d'un miroir plan dichroïque HR 0° à 1064 nm et HT à 888 nm, du cristal de Nd:YVO₄ dans sa monture en cuivre refroidie par eau, d'un même miroir dichroïque de renvoi et du coupleur de sortie. La cavité courte a été testée avec une longueur de 16 cm et de 13 cm. La pompe n'effectue qu'un passage dans le milieu de gain. La lentille thermique dans le barreau est suffisante pour assurer une cavité stable. L'extraction en simple passage de la pompe a été étudiée pour deux valeurs de transmission de coupleur de sortie : 8% et 18%.

Les résultats de la puissance moyenne de sortie en fonction de la puissance absorbée sont illustrés à la Figure 5.9b. Avec le coupleur de 18%, un maximum de 33,5 W a été atteint pour une puissance absorbée de 64 W (correspondant à 92W de pompe en sortie de fibre), soit une efficacité émis/absorbé de 52% et une efficacité optique/optique est de 38%. Ce graphique montre que le coupleur de 18% permet d'extraire plus de puissance que le coupleur de 8%. Un double passage de la pompe dans le cristal permettrait d'obtenir une meilleure efficacité optique/optique puisque le pourcentage de pompe absorbé serait plus important pour une même puissance de pompe émise. Enfin, comme l'illustre la même figure, une cavité plus courte de 3 cm n'améliore pas l'efficacité de l'oscillateur.

Dans le cas de cette cavité courte, nous ne disposons pas encore d'une panoplie de coupleurs. Il ne nous a donc pas été possible de déterminer le coupleur optimum dans cette configuration. Par contre, comme nous le verrons plus loin dans le cas de la cavité monomode, nous avons pu déterminer que le coupleur optimum en puissance se situe autour de 35% en transmission. Par un rapport entre les puissances obtenues en cavité monomode avec différents coupleurs, l'estimation de la puissance délivrée en cavité courte avec le coupleur de 35% donnerait une puissance de 41 W. Dans ce cas, les efficacités émis/absorbé et optique/optique seraient respectivement de 64% et de 45%.

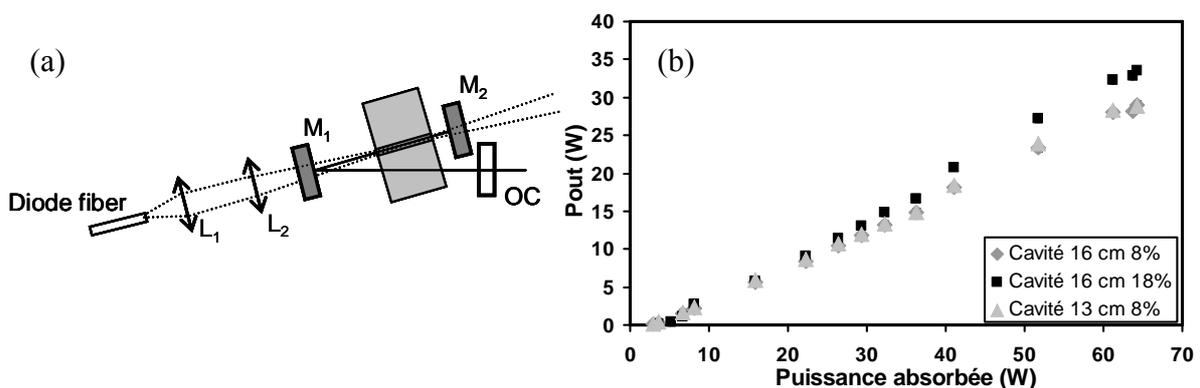


Figure 5.9 (a) Schéma de la cavité multimode ; (b) puissance de sortie pour la cavité de 16 cm et deux coupleurs avec transmission de 8% et 18%.

Les résultats obtenus par McDonagh [127] pour un coupleur de 25% ont été comparés avec nos résultats. La puissance qu'il a obtenue est de 44 W pour 64W de pompe absorbée pour un

seul passage de la pompe dans le cristal. Une évaluation de son extraction avec son coupleur optimum en puissance de 35% donne une valeur maximale de 46 W. Il obtient donc une efficacité émis/absorbé de 72%. Par conséquent, notre oscillateur en cavité courte donne une efficacité inférieure de 8% aux valeurs d'efficacité obtenues par McDonagh [127]. Comme nous le verrons plus loin, cette différence d'efficacité se retrouvera sur tous les autres résultats d'extraction avec les cavités monomodes.

Pour expliquer cette différence, comme la puissance absorbée a été évaluée en mesurant la puissance avant et après le passage dans le cristal, il se peut que la puissance considérée comme absorbée ne le soit pas vraiment. En plus de la puissance réfléchi aux interfaces, bien qu'il y ait un anti-reflet à 888 et 1064 nm sur chaque face du cristal, il se pourrait qu'il y ait une quantité non négligeable de lumière diffusée à l'intérieur du cristal. Puisqu'il n'est pas possible de mesurer cette puissance diffusée, il est difficile d'en évaluer l'importance. Au vue des résultats obtenus, il est possible de conclure à la moins bonne qualité des cristaux de Nd:YVO₄ par rapport à ceux utilisés par McDonagh¹⁶.

5.4 Oscillateur continu monomode transverse

5.4.1 Détermination de la lentille thermique par analyse de front d'onde

A la différence du chapitre précédent, la mesure de la lentille thermique a été faite avec l'aide d'un analyseur de front d'onde de la compagnie Imagine Optics [187]. Le système HASO (Hartmann Analyseur de Surface d'Onde) est basé sur la technologie de Shack-Hartmann. La Figure 5.10 illustre son principe de fonctionnement. Il est constitué d'une matrice de microlentilles placée devant une caméra CCD matricielle. La distance séparant la matrice de microlentilles au CCD est égale à la focale des microlentilles. Cette technologie permet de mesurer l'ensemble des pentes locales du front d'onde incident sur la matrice de microlentilles et donc, de déterminer le Δx et Δy du point de focalisation du faisceau par rapport au centre de chaque élément de la matrice de détection. Lorsque le front d'onde n'a pas d'aberrations, le faisceau focalisé par chaque microlentille arrive au centre de chaque élément de la matrice de la caméra CCD. Lorsque le front d'onde possède des aberrations, le faisceau n'est pas focalisé au centre des éléments de la matrice. Dans le plan X, par exemple, un delta X sera généré et divisé par la focale de la lentille, le logiciel reconstruit le front d'onde à partir de sa dérivée locale $\tan \alpha$ où :

$$\tan(\alpha) = \Delta x / \text{Focale} \quad 5.6$$

¹⁶ Le fournisseur de cristaux de McDonagh, Casix, ne proposait plus de cristaux d'une longueur de 30mm de Nd:YVO₄ au moment de l'achat des cristaux.

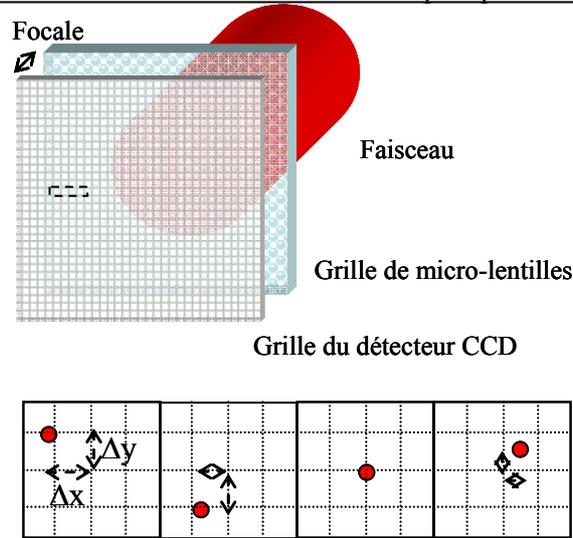


Figure 5.10 Principe de fonctionnement de l'HASO [187]. Schéma de l'appareil ; d'une vue en 2D de la focalisation sur quatre éléments du CCD.

Ainsi, la mesure de la position des taches de focalisation formées par l'ensemble des microlentilles permet de calculer l'ensemble des pentes locales du front d'onde. Pour obtenir la surface d'onde, il ne reste plus qu'à intégrer la mesure des pentes locales. Deux types d'intégration numérique sont possibles : un algorithme de reconstitution zonal et un algorithme de reconstruction modale (voir [187] pour plus de détails). Ainsi, à partir de la reconstitution du front d'onde, l'HASO affiche, par exemple, le rayon de courbure d'un faisceau laser.

La méthode de mesure de la lentille thermique consiste donc tout d'abord à faire passer un laser He-Ne ayant un diamètre d'environ 1,5mm dans le centre du barreau de Nd:YVO₄. Le laser He-Ne a été polarisé à l'aide d'un cube polariseur afin de mesurer la lentille thermique sur un seul axe de biréfringence. La puissance de pompage est ensuite variée pour induire différentes lentilles thermiques. La mesure de lentille thermique dans ce cas a été réalisée sans extraction avec un seul passage de la pompe dans le cristal. La Figure 5.11 illustre la configuration de pompe et du laser He-Ne.

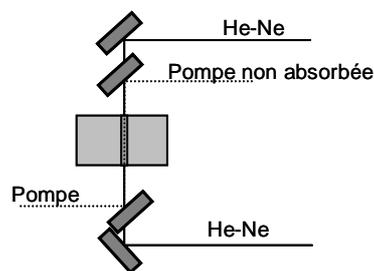


Figure 5.11 Schéma de la mesure de la lentille thermique pour le cristal de Nd:YVO₄.

Par ailleurs, le centre du cristal où passe la pompe et le faisceau He-Ne a été imagé sur le plan de mesure de l'HASO. A partir du rayon de courbure R' obtenu par l'HASO, la focale de la lentille thermique induite (f_{th}) est obtenue par l'équation suivante :

$$1/f_{th} = (Gr)^2 / (1/R - 1/R')$$

avec R , le rayon de courbure initial, c'est-à-dire sans puissance de pompe dans le cristal et Gr le grandissement utilisé dans le système d'imagerie. Les résultats obtenus avec l'HASO ont ensuite été comparés avec la méthode utilisée pour mesurer la lentille thermique de l'oscillateur Nd:YAG. Une autre méthode a consisté à mesurer la position du col du faisceau (« waist ») par le maximum de signal donné par une photodiode de section 1mm×1mm. Enfin, une autre méthode, plus grossière, a aussi consisté à déterminer à l'œil la position du point de focalisation. Dans la Figure 5.12a, nous avons reporté les résultats en fonction de la puissance de pompage pour ces méthodes. La méthode avec l'HASO a donné une lentille thermique d'environ 5 cm de moins que la méthode avec la caméra pour un maximum de puissance absorbée sur un passage. De plus, la méthode avec la caméra, donne des lentilles plus fortes aux basses puissances absorbées. Une méthode de détermination du point focal à l'aide d'une photodiode à quant à elle donné des lentilles thermiques semblables à celle avec la caméra. Finalement, l'évaluation du point focal seulement à l'œil donne la même tendance générale que celle de l'HASO, mais toujours avec environ 6 à 8 cm de plus pour la lentille thermique. Comparativement avec les données obtenues par McDonagh [127], la méthode avec l'HASO semble donner les résultats s'en rapprochant le plus.

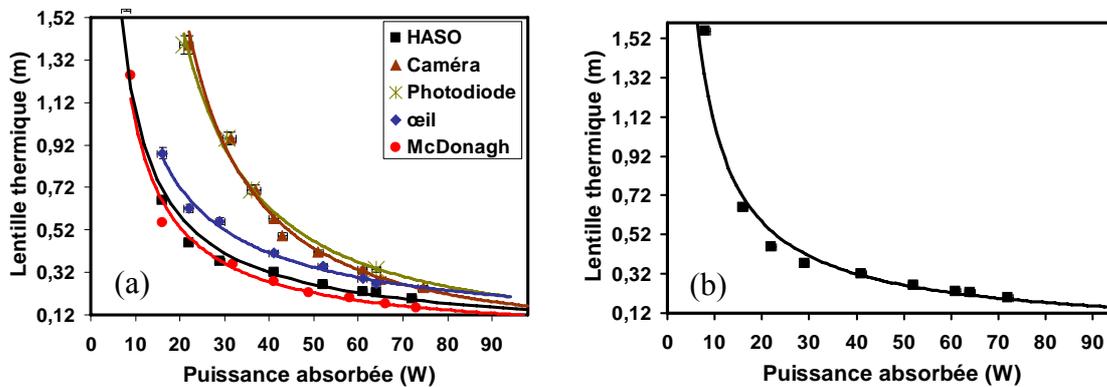


Figure 5.12 Lentille thermique sans extraction du cristal de Nd:YVO₄ en fonction de la puissance de pompe absorbée. (a) mesures effectuées à l'aide de différentes méthodes et mesures de McDonagh [127] ; (b) mesures effectuées avec l'HASO [187].

Ainsi, la méthode de mesure de la lentille thermique avec l'HASO a permis d'estimer la lentille thermique en fonction de la puissance absorbée sans extraction de la cavité et pour un seul passage de pompe comme illustré à la Figure 5.12b. En traçant un ajustement de type $f_{th} = a/P_{absorbée}$, avec $a \approx 12 W.m$, où a dépend principalement de la conductivité thermique, de l'aire de la pompe, de la dérivée de l'indice par rapport à la température... on peut alors extrapoler la courbe pour une puissance de pompe correspondant à deux passages absorbée et faire une estimation de la lentille thermique sans extraction. La puissance absorbée étant estimée à 95 W pour deux passages de la pompe, la lentille thermique est évaluée à 15 cm. Cette lentille thermique sera confirmée lors des simulations des tailles de faisceau à l'intérieur de la cavité monomode.

5.4.2 Schéma de la cavité

En procédant à une analyse semblable à celle effectuée en section 4.3, la cavité illustrée à la Figure 5.13 a été dimensionnée afin d'obtenir un rayon de mode à $1/e^2$ d'environ $250\mu\text{m}$ sur l'emplacement du SESAM (M_6) et d'environ $700\mu\text{m}$ dans le milieu de gain pour satisfaire les conditions de cavité monomode et de blocage de modes longitudinaux. Cette cavité avait une longueur de 194 cm et a été conçue et simulée avec l'aide du logiciel LaseCalc [162] de Thales. La Figure 5.13b illustre le dessin de la monture du cristal.

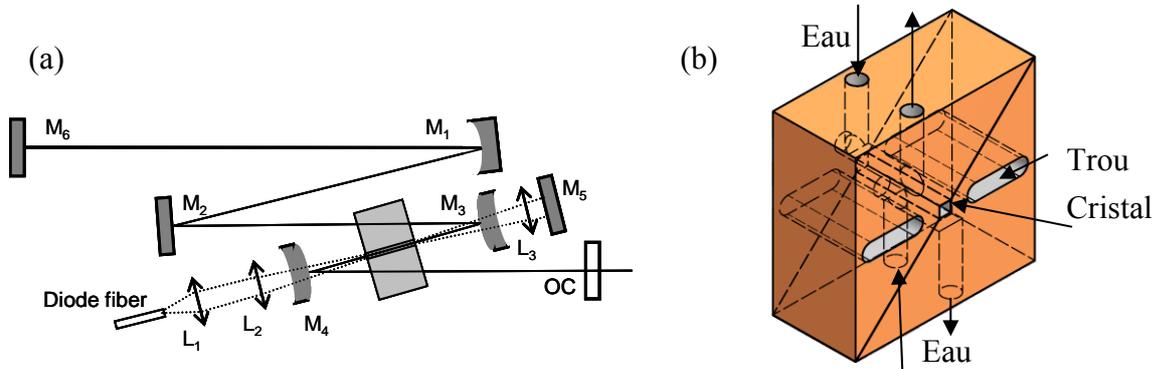


Figure 5.13 (a) Schéma de l'oscillateur monomode continu ; (b) dessin de la monture du cristal. M_1 , miroir concave, rayon de courbure (ROC)¹⁷ 0,75 m; M_2 , M_5 , M_6 , miroirs plans ; M_3 , M_4 , miroirs convexes, ROC -1.25m; OC: coupleur de sortie. Pour une longueur de cavité de 1,94 m, le cristal est placé à 27 cm du coupleur de sortie. Distance : M_6 - M_1 = 51,1cm ; M_1 - M_2 = 65 cm ; M_2 - M_3 = 44,5 cm ; M_3 - M_4 = 9,9 cm ; M_4 -OC = 23,3cm.

Le schéma est basé sur l'oscillateur de McDonagh et al. [99]. Le cristal de Nd:YVO₄ a une taille de 4 mm x 4 mm x 30 mm, une coupe selon l'axe a (« a -cut ») et un taux de dopage aux ions Néodyme de 0,5 at.% (pourcentage atomique). Le cristal est placé à une distance de 26 cm du coupleur de sortie, prévenant ainsi tout apparition de SHB [113,114] car cet effet est non désiré dans notre cavité (voir la section 3.1). Il est monté sur une monture de refroidissement en cuivre. Cette monture, illustrée à la Figure 5.13b, est composée de deux parties, chacune d'elle étant refroidie de manière indépendante par de l'eau non contrôlée en température. Le cristal est ainsi refroidi sur quatre faces, le refroidissement uniforme donnant habituellement une meilleure qualité de faisceau. Dans la monture, des trous sont percés de chaque côté du cristal afin de laisser passer le faisceau laser replié dans la cavité.

Le cristal laser est pompé par la diode de pompe fibrée avec $400\mu\text{m}$ de coeur et une ouverture numérique de 0,22. Cette diode émet à une longueur d'onde autour de 888 nm et peut délivrer une puissance maximale de 109 W. La diode laser possède une largeur de spectre d'émission de 5,75 nm à 90% de son énergie. La puissance de pompe qui n'est pas absorbée au premier passage dans le cristal, vu les faibles coefficients d'absorption à 888 nm, est rétro-réfléchi par le miroir plan M_5 à l'intérieur du cristal pour effectuer un second passage. Ce second passage de la pompe permet d'atteindre une absorption optique/optique (puissance émise par la diode / puissance absorbée) de 88% à 109 W de pompe. Cette efficacité est limitée par la longueur et la qualité du cristal, par la longueur d'onde centrale du spectre d'émission de la diode et par sa largeur et enfin par la qualité de tous les anti-reflets des surfaces optiques que la pompe traverse. Entre autres, la qualité des anti-reflets, dont le miroir dichroïque, induisent

¹⁷ Des tests ultérieurs ont révélés que le ROC de ce miroir n'est pas de 0,75m comme indiqué par le fabricant, mais de 0,5m. Le ROC de 0,75m est celui utilisé pour les simulations de l'oscillateur CW.

une perte d'environ 3,2% de la puissance de pompe avant d'atteindre la première face du cristal.

Puisque toute la pompe n'est pas absorbée par le cristal après le deuxième passage de la pompe, une partie de sa puissance retourne vers la diode. Le fabriquant nous a conseillé de ne jamais renvoyer plus d'environ 10% de la puissance de pompe, soit environ 10 W, dans la diode pour éviter tout endommagement. Dans notre cas, la puissance renvoyée vers la fibre de la pompe n'a jamais endommagé la diode. D'ailleurs, des mesures de la puissance à la sortie du cristal après le deuxième passage de la pompe ont permis de confirmer que jamais plus de 8 W ne retourne vers la fibre de la diode de pompe à pleine puissance de pompe.

Le cristal est entouré de deux ménisques convexes dichroïques (M_3 , M_4), avec une forte transmission à 888 nm et une forte réflexion à 1064 nm (HT 888 nm, HR 1064 nm), ayant un rayon de courbure de -1,25 m. Ces miroirs sont des ménisques afin de ne pas déformer le faisceau de pompe. Ils sont de forme convexe afin de compenser une partie de la lentille thermique et ainsi de déplacer la zone de stabilité de l'oscillateur vers les plus hautes puissances [127]. Le miroir M_1 est un miroir convergent (ROC¹⁷ 0,75m) qui aide à obtenir la bonne taille de faisceau sur le miroir plan de fond de cavité (M_6), le futur emplacement du SESAM. Enfin, le miroir M_2 est un miroir de repli plan et le coupleur de sortie est plan et prismatique afin de ne pas nuire au futur blocage de modes par un possible retour de faisceau sur le SESAM.

5.4.3 Performances

Coupleur de sortie optimum en puissance

Afin d'optimiser la puissance de sortie d'un oscillateur, il est nécessaire de déterminer le coupleur optimum en puissance. Pour ce faire, il est possible d'installer un coupleur variable à l'intérieur de la cavité. Un coupleur variable peut être composé d'une lame demi-onde en combinaison avec un polariseur [188]. Pour faire cette mesure, il faut remplacer le coupleur de sortie par un miroir à 100% de réflectivité pour que seul le polariseur puisse éjecter de la puissance de l'oscillateur et estimer les pertes du polariseur en fonction de l'angle de la lame d'onde. Par ailleurs, il est presque plus simple de changer manuellement le coupleur de sortie pour avoir des transmissions différentes avec différents coupleurs et de déterminer celui qui donne un maximum de puissance moyenne. La Figure 5.14a illustre la puissance moyenne de sortie du laser en fonction de l'essai de 5 coupleurs de sortie. Ces mesures sont effectuées avec l'oscillateur dans une configuration où la pompe ne fait qu'un seul passage dans le cristal. Lorsque la transmission est faible, le laser délivre peu de puissance, puis à mesure que la transmission augmente, la puissance augmente, elle passe par un maximum de 33 W pour un coupleur de 33% et recommence à diminuer (la dernière étape n'est pas visible sur ce graphique) reproduisant un comportement bien connu (voir par exemple [130], p.107).

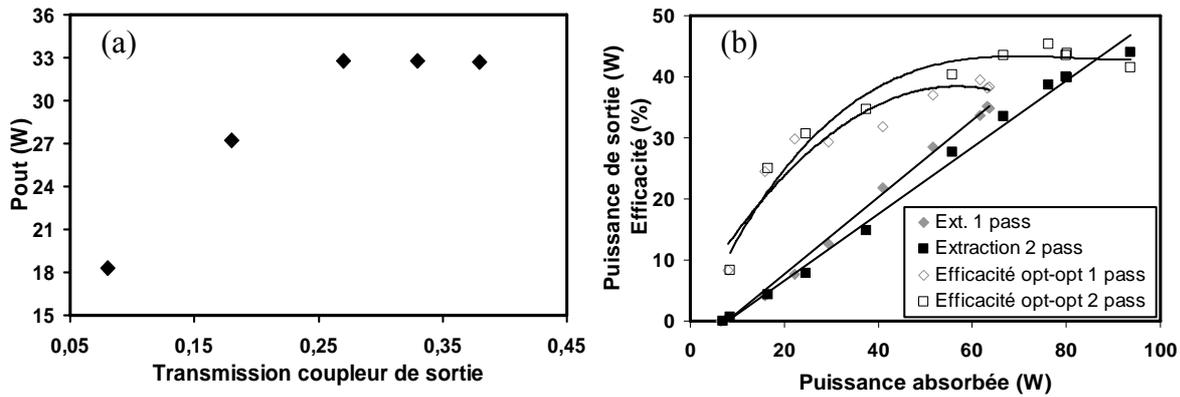


Figure 5.14 (a) Puissance de sortie de l'oscillateur à un passage de pompe en fonction de la transmission du coupleur de sortie ; (b) puissance de sortie et efficacités optique/optique pour un et deux passages de pompe. Les courbes sont des aides visuelles et non des simulations.

Puissance de sortie et efficacité

Ensuite, avec le coupleur optimum de 33%, les caractéristiques de sortie ont été mesurées pour un et deux passages de la pompe dans le cristal. Pour un seul passage de la pompe, le deuxième passage était simplement bloqué afin de ne rien changer d'autre sur la cavité. Sur la Figure 5.14b sont illustrés les résultats de la puissance de sortie, de même que de l'efficacité entre la puissance émise par le laser et la puissance émise par la diode de pompe (optique/optique) en fonction de la puissance absorbée par le cristal. Ces résultats ont été obtenus alors que le laser émettait un faisceau de profil gaussien observé avec une caméra CCD à la sortie du laser. Pour deux passages de la pompe dans le cristal, le laser possède une efficacité de rayonnement émis/absorbé optimale de 50% pour une puissance absorbée d'environ 85 W (65A - 70A) et délivre une puissance d'environ 40 W quand la longueur d'onde est centrée sur 888 nm. Toutefois, avec plus de puissance de pompe, donc en décalant la longueur d'onde vers le haut, ce laser a permis d'obtenir une puissance de sortie maximale de 45 W pour une puissance émise par la diode de 109 W et une puissance absorbée par le cristal évalué à 96 W. Ainsi, comme illustré sur le graphique, l'efficacité optique/optique à cette puissance est de 41%, tandis que l'efficacité émis/absorbé est alors d'environ 47%.

Avec un seul passage de pompe et pour les puissances de pompe élevées, l'efficacité émis/absorbé est supérieure de 4 à 5% à celle obtenue avec deux passages de pompe. La différence peut s'expliquer par un mauvais recouvrement des deux passages de la pompe, soit en taille, soit en position dans le cristal et le mode du laser. Cependant, aucun réglage n'a permis de retrouver les mêmes pourcentages d'efficacité. Par ailleurs, entre un et deux passages de pompe, la lentille thermique induite est différente induisant des modes de cavité différents. Si la cavité était monomode dans les deux cas, pour une même puissance absorbée l'oscillateur devrait présenter la même efficacité. Par contre, si dans le cas d'un seul passage de pompe, la cavité est légèrement multimode, et que pour deux passages de la pompe, la cavité est monomode, alors les efficacités seront différentes.

En conclusion, un oscillateur Nd:YVO₄ monomode et de forte puissance moyenne a été réalisé. Cet oscillateur délivre une puissance maximale moyenne de sortie de 45 W avec une efficacité optique/optique de 41%.

5.5 Oscillateur à blocage de modes par SESAM

5.5.1 Schéma de la cavité

A partir de la cavité laser émettant en continu, le miroir de fond de cavité a été remplacé par un SESAM afin d'obtenir le blocage de modes. Le SESAM de la compagnie BATOP [151] utilisé est le même que celui utilisé pour le blocage de modes du laser Nd:YAG. Il est soudé sur un disque de cuivre et inséré dans une monture de miroir de 25,4mm. Ses caractéristiques sont : une fluence de saturation de $90\mu\text{J}/\text{cm}^2$, un temps de recouvrement de 10 ps, une profondeur de modulation de 0,4% et des pertes non saturables de 0,3%.

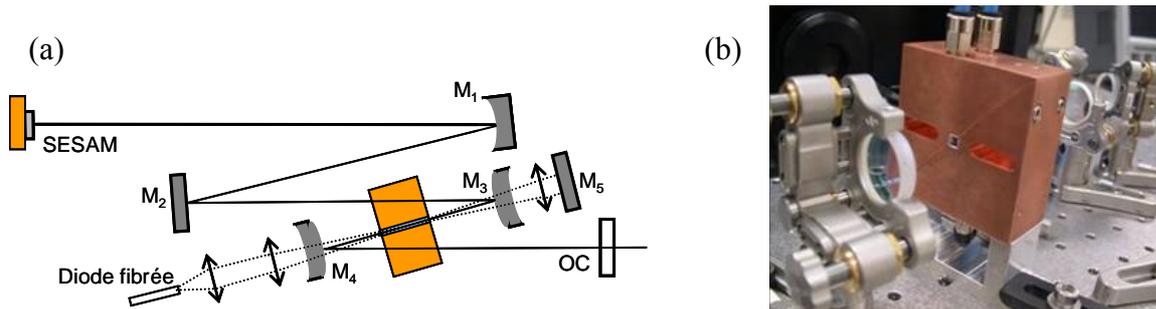


Figure 5.15 (a) Schéma de l'oscillateur monomode à blocage de modes. SESAM = absorbant saturable ; (b) photo du cristal dans sa monture.

M_1 : miroir concave, ROC 0,5m ; M_3, M_4 : miroir convexe, ROC -1,25m. Distance : SESAM- M_1 = 56,6 cm ; M_1 - M_2 = 44,7 cm ; M_2 - M_3 = 24,6 cm ; M_3 - M_4 = 10 cm ; M_4 -OC = 26,6 cm.

Par rapport à la cavité CW, il a été nécessaire de changer les positions relatives des miroirs pour atteindre les conditions de blocage de modes (Figure 5.15a). Les distances entre les différents composants sont maintenant de 56,6 cm entre le SESAM et M_1 , de 69,3 cm entre M_1 et M_4 , de 10 cm entre les deux dichroïques (M_3 et M_4) et de 26,6 cm entre M_3 et le coupleur de sortie. Cette cavité a maintenant une longueur de 162,5 cm et donne des impulsions à un taux de répétition de 91 MHz. La différence de longueur de cavité et de position relative des optiques s'explique par un rayon de courbure faussement indiqué par le fabricant du miroir M_1 , qui avait été utilisé pour les simulations de l'oscillateur monomode. Le rayon de courbure de ce miroir est de 0,5 m et non de 0,75 m. Ce rayon de courbure permettait d'obtenir une cavité monomode pour le laser continu, mais avec des tailles de faisceaux ne permettant pas le blocage de modes de l'oscillateur. Le déplacement progressif des optiques a permis de retrouver les bonnes tailles de faisceau sur le SESAM et dans le milieu de gain pour le blocage de modes tout en assurant un fonctionnement monomode, mais en étant obligé de réduire la taille de la cavité, et par conséquent d'en augmenter le taux de répétition.

Des mesures de la taille du faisceau sur le SESAM ont été effectuées à l'aide d'une lame de prélèvement dans la cavité. Cette lame a été placée à une certaine distance du SESAM et la mesure de la taille du faisceau a été effectuée à égale distance de la lame avec une caméra CCD. Ces mesures ont permis d'évaluer la taille sur le SESAM à environ 250 μm . La simulation de l'évolution de la taille du mode dans la cavité avec le logiciel LaseCalc [162],

illustré à la Figure 5.16, en fixant les distances et en ajustant la lentille thermique à 17,7 cm, a permis de retrouver une taille sur le SESAM de 240 μm (sans tenir compte d'un éventuel rayon de courbure sur le SESAM). Cette simulation donne un rayon estimé dans le barreau à 740 μm . Des simulations ultérieures de la puissance de sortie (voir la section suivante sur les résultats) estiment cette taille plus proche de 700 μm . Les tailles du mode sur le SESAM et dans le barreau permettent d'évaluer le seuil de blocage de modes (section 4.2.2) à environ 26 W pour le coupleur 33% en transmission, ce qui sera confirmé ultérieurement.

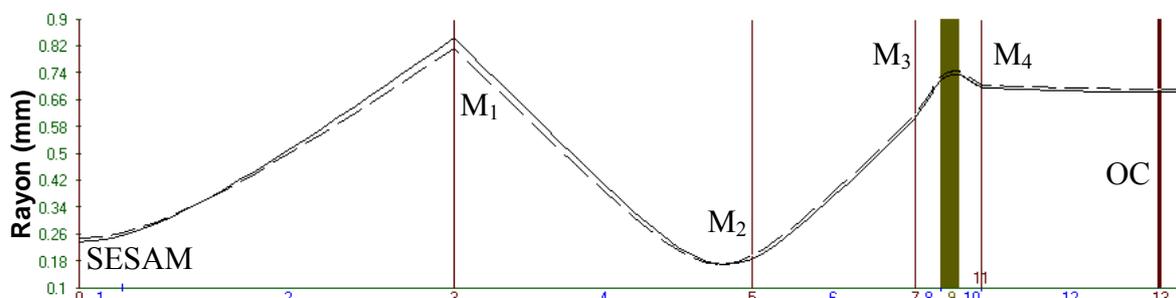


Figure 5.16 Evolution de la taille du mode dans la cavité laser. Les deux lignes correspondent à la taille en x et en y .

0 : SESAM ; 3 : miroir ROC = 0,5m ; 5 : miroir plan ; 7 et 11 : miroir ROC = -1,25m et 13 : OC. Lentille thermique de 17,7cm. Distance : 0-3 = 56,6 cm; 3-4 = 44,7 cm; 5-7 = 24,6 cm; 7-11 = 10 cm; 11-13 = 26,6 cm.

En conclusion, ce laser délivre des impulsions en CML à une longueur d'onde de 1064 nm et à un taux de répétition de 91 MHz. Le degré de polarisation a été vérifié à l'aide de deux cubes polariseur en sortie de cavité. La biréfringence naturelle du Nd:YVO₄ permet une excellente polarisation avec un ratio de contraste mesuré de $10^4:1$.

5.5.2 Coupleur de sortie optimum en puissance

Il a été vérifié que le coupleur de sortie (OC : « output coupler ») de la cavité pouvait être changé pour d'autres coupleurs ayant des transmissions entre 5% et 48% tout en restant dans un régime CML stable et auto-démarrant. La Figure 5.17 montre les résultats de la puissance de sortie de l'oscillateur en utilisant des coupleurs de sortie avec des transmissions variant entre 5% et 48%, afin de trouver le coupleur optimum en puissance. Les points expérimentaux montrent que pour un OC de faible transmission, l'oscillateur délivre une plus faible puissance (15 W avec OC 5%), puis, à mesure que la transmission augmente, la puissance de sortie augmente, passe par un maximum (42 W avec OC 33-38%) et recommence à descendre (39 W avec OC 48%).

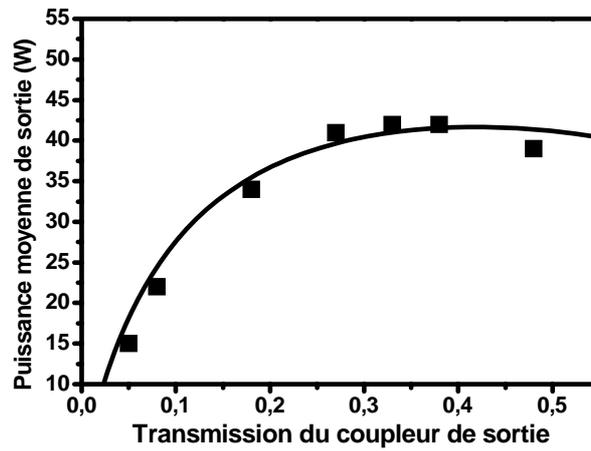


Figure 5.17 Puissance moyenne de sortie en fonction de la transmission du coupleur de sortie : points expérimentaux et courbe donnée par l'équation 5.8.

Ce comportement est bien connu et peut-être modélisé avec l'équation (par exemple Koechner [130], p. 104) :

$$P_{out} = I_s A \frac{(1-R)}{(1+R)} \left(\frac{2g_0l}{L - \ln R} - 1 \right) \quad 5.8$$

où P_{out} est la puissance de sortie ; I_s , l'intensité de saturation du milieu de gain ; A l'aire du mode dans le milieu de gain ; R la réflectivité du OC ; g_0l , le gain par passage et L , les pertes pour un aller-retour dans la cavité autres que celles du OC. Les paramètres du Tableau 5.2 sont utilisés pour la simulation de la puissance de sortie. La valeur du gain utilisée est près de l'estimation réalisée à la section 7.1.1, et puisque le faisceau rencontre 13 surfaces optiques par aller-retour dans la cavité, les pertes de la cavité sont estimées autour de 11% par aller-retour (1% de pertes pour les dichroïques et 0,8 pour les autres surfaces). La courbe de la Figure 5.17 montre les résultats donnés par la simulation, qui parvient à bien reproduire les résultats expérimentaux.

Tableau 5.2 Paramètres pour la simulation de la puissance de sortie de la cavité avec différents coupleurs de sortie.

I_s	Rayon mode	R	g_0l	L
1500 W/cm ²	700 μm	52-95%	2,55	11%

Ainsi cet oscillateur donne une puissance maximum de 42 W pour un coupleur optimum de 33% en transmission.

5.5.3 Performances pour l'oscillateur avec le coupleur 33%

Régimes de fonctionnement, puissance de sortie et efficacités

La caractéristique en puissance de cet oscillateur est étudiée en fonction de la puissance de pompe absorbée en augmentant le courant de la pompe de 0 à 74 A (109 W) pour l'OC optimum de 33% tel qu'illustré à la Figure 5.18a. Avec l'OC optimum en puissance, la puissance maximale obtenue est de 45 W pour 95 W de pompe absorbée¹⁸. Avec ce coupleur, la caractéristique de puissance de sortie est linéaire avec la puissance de pompe absorbée. Elle a une pente d'efficacité de 52% et une efficacité optique/optique de 41%. Les efficacités en puissance émise/absorbée et optique/optique sont représentées sur la Figure 5.18b. Les points sont les résultats expérimentaux et les traits sont ajoutés pour montrer la tendance. Il apparaît que les deux efficacités saturent à forte puissance absorbée semblant indiquer que les efficacités obtenues sont optimales.

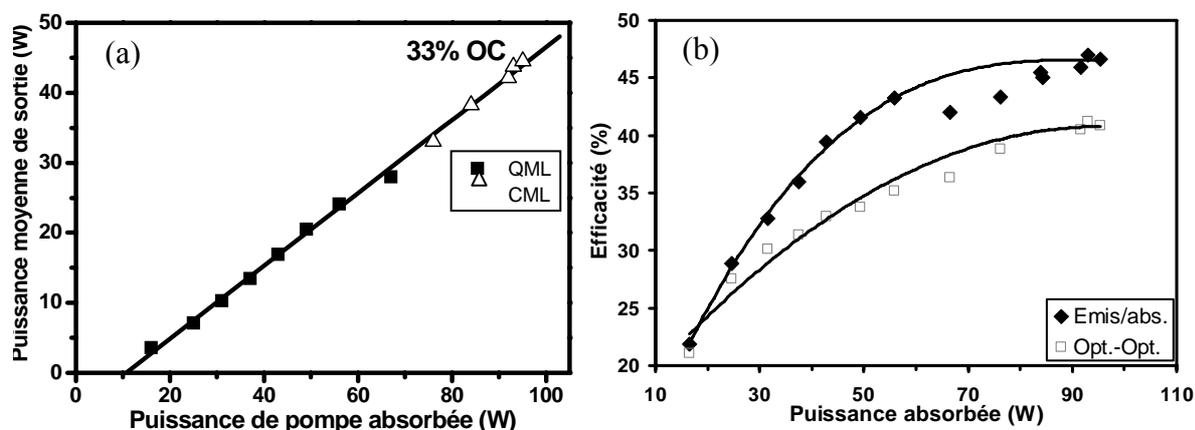


Figure 5.18 (a) Puissance moyenne de sortie en fonction de la puissance absorbée en faisant varier le courant de pompe pour le coupleur de sortie (OC) de 33%. Les régimes QML et CML sont indiqués sur le graphique. (b) Efficacités émis/absorbée et optique/optique pour le OC 33% en transmission.

Les courbes sont des aides visuelles et non des simulations.

Sur la Figure 5.18a, nous avons aussi représenté sur la caractéristique les régimes de fonctionnement de l'oscillateur. Le seuil entre le fonctionnement continu (CW) et le fonctionnement déclenché en modes bloqués (QML) se situe en dessous de 3 W de puissance de sortie. Par contre, le seuil entre le fonctionnement QML et le fonctionnement continu en modes bloqués (CML) se situe à environ 31 W de puissance de sortie pour cette courbe pour environ 75 W de puissance absorbée. Ce seuil peut varier entre ~ 27 W et 32 W pour des alignements légèrement différents donnant des tailles parfois différentes du mode laser sur les composants de la cavité. Ce seuil est donc en accord avec la première évaluation effectuée à la section précédente en fonction des tailles de faisceau sur le SESAM et dans le barreau.

Train d'impulsions

Selon l'alignement de la cavité avec un coupleur de sortie de 33% en transmission, il est possible d'obtenir deux types de trains d'impulsions, illustrés à la Figure 5.19. Les trains d'impulsions sont mesurés à l'aide d'une photodiode avec 1 ns de temps de montée et un

¹⁸ En opération journalière, cet oscillateur délivre le plus souvent des puissances maximales entre 40 à 43 W selon l'alignement de la cavité et l'état de pollution des surfaces optiques de la cavité.

oscilloscope numérique avec une bande passante de 1 GHz. Le premier type de train d'impulsions (a) est celui le plus souvent obtenu. Il est modulé en amplitude dans le temps avec des périodes plus ou moins bien définies. La profondeur de modulation dépend de la position du signal sur la photodiode et de l'alignement de la cavité. Lorsque la photodiode détecte le centre du faisceau, la modulation peut disparaître complètement, alors qu'elle est maximale lors de la détection d'une extrémité du faisceau. Le second train d'impulsions de la Figure 5.19b peut aussi être obtenu avec l'oscillateur avec un coupleur de 33%. Il est obtenu le plus souvent après un alignement plus attentif de l'oscillateur. Dans ce cas, les impulsions sont plus d'égale amplitude quel que soit la position du faisceau sur la photodiode. Notons que par ailleurs, un oscillateur avec un coupleur de 8% donnera plutôt des trains du type (b) (et même souvent meilleurs).

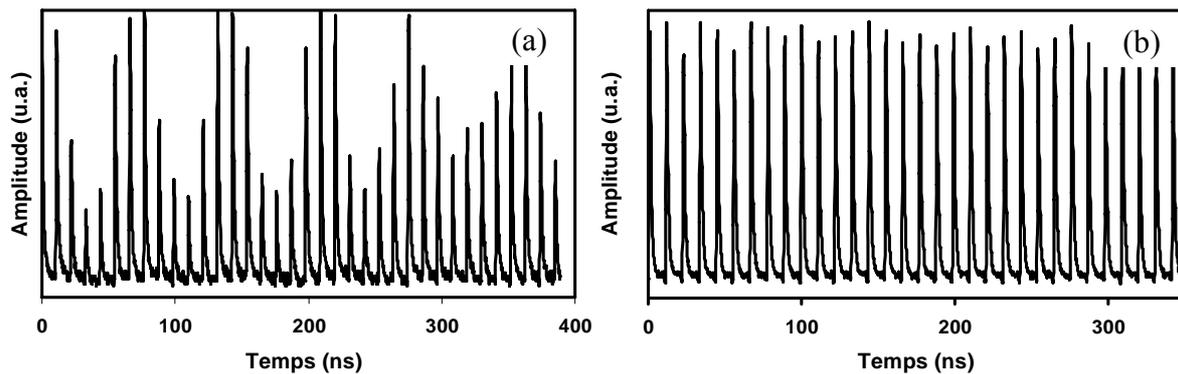


Figure 5.19 Deux trains d'impulsions (a) et (b) obtenus avec l'oscillateur ayant un coupleur de sortie de 33% et une puissance de 41 W.

La modulation de l'amplitude des impulsions pourrait provenir d'un battement de modes transverses supérieurs avec le mode fondamental de la cavité. Cette hypothèse sera discutée dans la section sur les mesures de bruits.

Profils spatiaux et temporels

Le profil du faisceau en sortie d'oscillateur a été observé à l'aide d'une caméra CCD. La Figure 5.20a montre les profils vertical et horizontal d'un oscillateur délivrant une puissance de sortie de 42 W, décalés l'un par rapport à l'autre, ainsi qu'un ajustement de type gaussien aux profils du faisceau. Dans ce graphique, les ajustements confirment que le faisceau est bien de type gaussien, avec une extrémité légèrement triangulaire. Les deux profils sont ici de la même largeur (astigmatisme <1,03). Evidemment, ces profils dépendent de l'alignement de la cavité et toute une collection de formes de profils peut être obtenue. Par exemple, il est possible d'avoir un alignement où le profil du faisceau indique clairement l'apparition du mode TEM₀₁* puisqu'il commence à y avoir un creux au milieu du profil comme sur la Figure 5.20c d'un oscillateur délivrant 38 W. Ici, le faisceau est légèrement astigmatique (astigmatisme <1,1). Il n'est pas rare d'obtenir les profils de la Figure 5.20d avec l'oscillateur ayant le coupleur de sortie de 33%. Un alignement précis est souvent nécessaire pour revenir aux profils du graphique 5.20b. Par contre, dans le cas d'un oscillateur avec le coupleur 8%, c'est le contraire : les profils gaussiens sont la norme et il est très difficile d'obtenir les profils du graphique 5.20d.

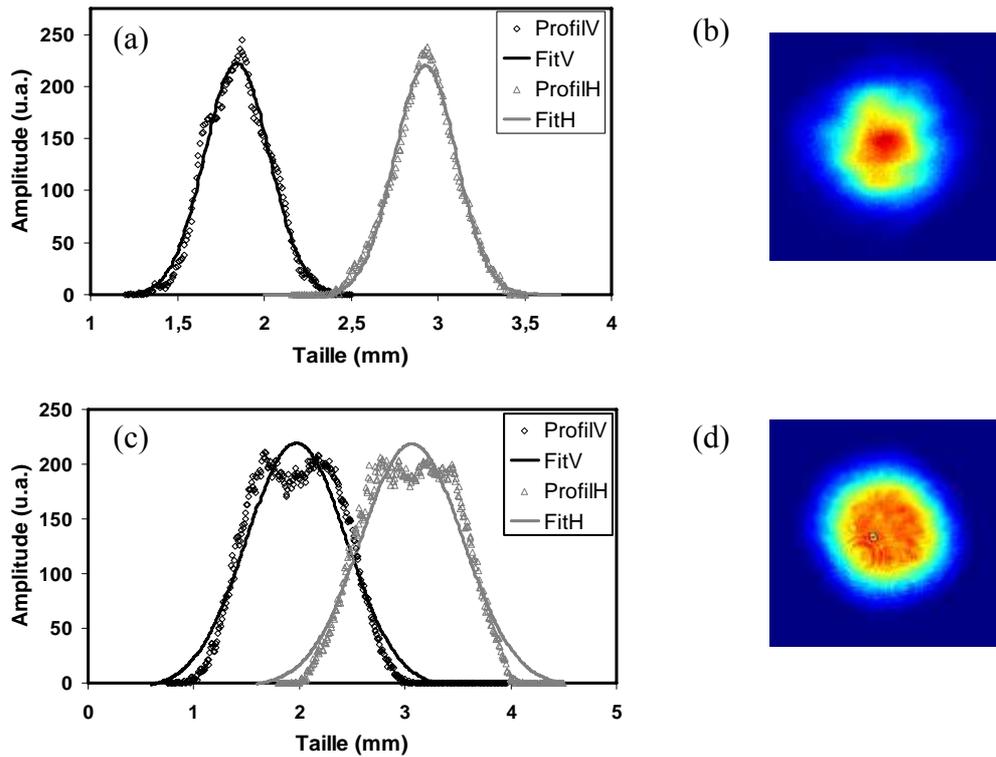


Figure 5.20 Profils vertical et horizontal du faisceau de l'oscillateur avec un coupleur de 33% en transmission délivrant (a) 42 W et (c) 38W; (b) et (d) images du faisceau prises par une caméra CCD.
Les points sont les traces enregistrées et les courbes sont des ajustements gaussiens du profil.

La durée des impulsions a été mesurée à l'aide de l'auto-corrélateur non colinéaire construit précédemment. La Figure 5.21 montre deux traces d'auto-corrélation obtenues pour l'oscillateur délivrant, pour un coupleur 33% et une même puissance de pompe, 45 W et 42 W selon l'alignement. Les points expérimentaux ont été ajustés par une sech^2 et elles ont respectivement une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 49 ps et 57 ps. Comme cette sech^2 est le résultat de la convolution de deux sech^2 de même largeur, pour retrouver la largeur de la sech^2 initiale, donc de la durée de l'impulsion, il faut diviser ce résultat par 1,54. Le résultat donne une largeur d'impulsions de 32 ps et 37 ps FWHM. Avec cette durée, les impulsions ont une puissance crête maximale de 15,5 kW et 12,5 kW.

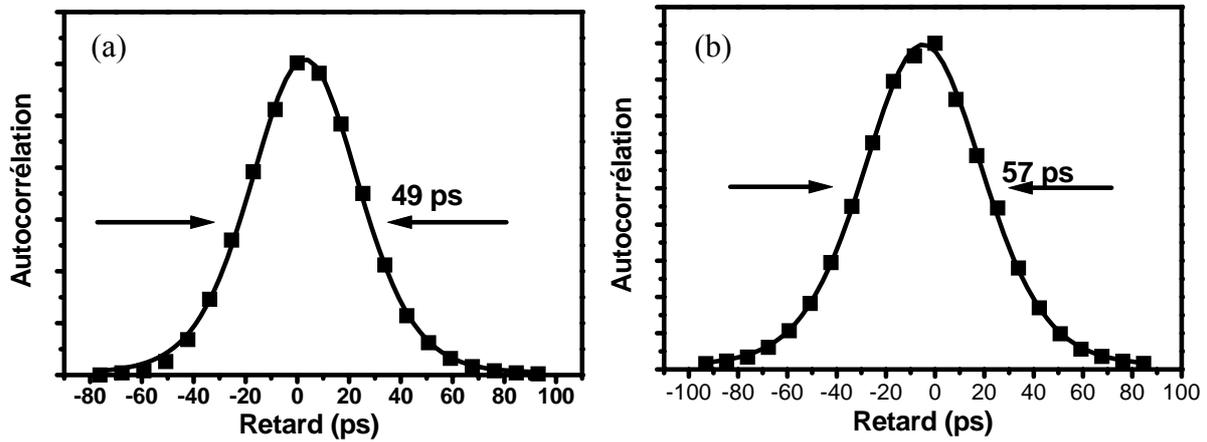


Figure 5.21 Trace d'auto-corrélation pour l'oscillateur avec un coupleur de 33% en transmission et donnant pour une puissance de pompe de 109 W (a) 45 W ; (b) 42 W. Le trait continu est un ajustement de type sech^2 et le chiffre indiqué sur le graphique est la durée FWHM non décorrélée.

En fait, pour l'oscillateur avec le coupleur 33%, une plage assez large de durées d'impulsions a été obtenue dans des conditions de pompage similaire (puissance de pompe (P_p) entre 104 W et 109 W). Des impulsions de durée entre 31 ps et 38 ps ont été mesurées pour des alignements d'oscillateur différents : 31ps/40W/ $P_p=104$ W ; 32ps/41W/ $P_p=104$ W ; 32ps/45W/ $P_p=109$ W ; 34ps/41W/ $P_p=109$ W ; 37ps/42W/ $P_p=104$ W ; 37ps/42W/ $P_p=109$ W ; 38ps/41W/ $P_p=104$ W ... Les durées les plus courtes sont les plus difficiles à obtenir, mais elles ont été obtenues à plusieurs reprises. La disparité dans la durée des impulsions sera discutée à la section 5.6.

5.5.4 Résumé et conclusion

Un oscillateur Nd:YVO₄, monomode TEM₀₀, de forte puissance moyenne, à blocage de modes passif par SESAM a été réalisé. Grâce à la biréfringence naturelle du Nd:YVO₄, cet oscillateur est polarisé à 10⁴:1. La photo de cet oscillateur dans sa boîte de protection est illustrée à la Figure 5.22. Ce laser est stable et le blocage de modes est auto-démarrant. Il délivre une puissance moyenne maximale de 45 W avec des impulsions d'une durée de 32 ps, à un taux de répétition de 91 MHz et à une longueur d'onde de 1,064 μm . Cet oscillateur délivre donc au maximum une énergie de 0,5 μJ par impulsion et une puissance crête maximale de 15,5 kW.

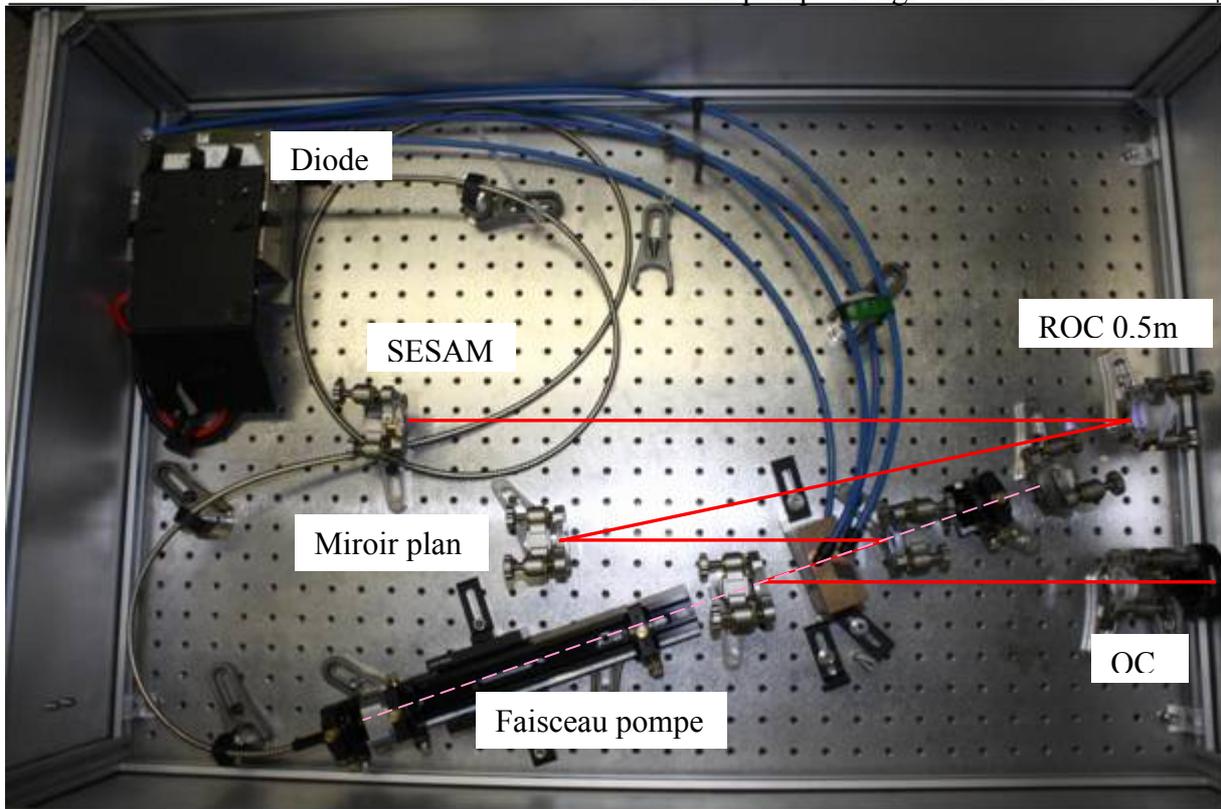


Figure 5.22 Photo de l'oscillateur dans sa boîte de protection.

Cet oscillateur satisfait donc les critères de longueur d'onde, de taux de répétition et de puissance moyenne du scénario conservatif du Tableau 1.2. Cependant, la durée des impulsions d'une trentaine de picosecondes, en accord avec la littérature pour des oscillateurs semblables [99,127], ne satisfait pas le critère de la durée d'impulsion qui doit être inférieure à 20 ps. La section suivante, consistera donc à réduire la durée des impulsions de cet oscillateur.

5.6 Réduction de la durée des impulsions

A partir de l'oscillateur précédent délivrant des impulsions d'une trentaine de picosecondes, nous souhaitons réduire cette durée en dessous de 20 ps. Comme nous l'avons vu dans la revue de la littérature des oscillateurs Nd:YVO₄, des durées plus courtes peuvent être réalisées à l'aide du SHB [113,114,115]. Cependant, cet effet pourrait réduire l'efficacité de l'empilement des impulsions dans le Fabry-Perot (voir la section 3.1, sous-section disques minces). L'influence du SHB sur les bruits laser n'a jamais été étudiée expérimentalement pour ce type d'oscillateur. Cela pourrait être intéressant à explorer mais signifierait une architecture complètement différente. Par conséquent, nous ne souhaitons pas utiliser le SHB pour réduire la durée des impulsions. Par ailleurs, en limitant la largeur de la bande de gain, un filtre spectral intra-cavité [112,189] permet d'accroître la durée des impulsions. Pour cela, il faut déjà disposer d'un oscillateur délivrant des impulsions plus courtes que 1 ps, ce qui

n'est pas notre cas. Finalement, la gestion de la dispersion intra-cavité pourrait aussi être utilisée pour contrôler la durée des impulsions [111], mais avec des milieux de gain comme le Nd:YVO₄ avec une faible largeur de la bande de gain, cette méthode est plutôt inefficace puisque la dispersion à l'intérieur de l'oscillateur est négligeable.

5.6.1 Expérience

Comme nous l'avons vu précédemment, au coupleur optimum en puissance, notre oscillateur délivre des impulsions de 37 ps. Comme sur la Figure 5.17, les mesures de puissance moyenne de sortie ont été effectuées pour différents coupleurs de sortie, ainsi que la durée des impulsions et les résultats sont illustrés à la Figure 5.23.

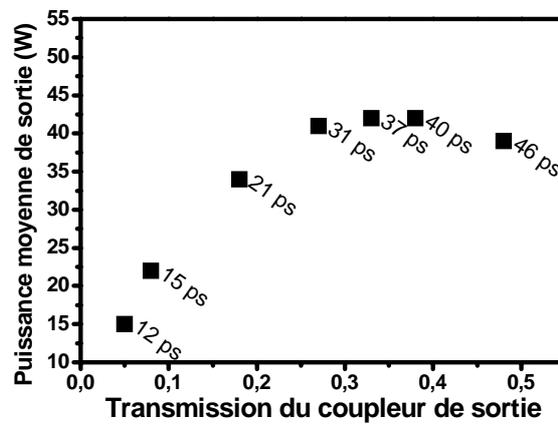


Figure 5.23 Puissance moyenne de sortie et durée des impulsions en fonction de la transmission du coupleur de sortie.

Nous pouvons voir que pour chaque coupleur de sortie la durée des impulsions est différente et décroît avec la transmission du coupleur. Alors que la puissance de sortie passe de 39 W à 15 W en réduisant la transmission du coupleur de 48% à 5%, la durée des impulsions diminue quant à elle de 46 ps à 12 ps. Au coupleur optimum en puissance la durée n'est pas la plus courte et il semble qu'il faille faire un compromis entre la puissance et la durée. A partir de cette courbe, nous pouvons voir que l'oscillateur avec un coupleur de 8% délivrant des impulsions de 15 ps avec une puissance supérieure à 20 W (soit une puissance crête d'environ 14,7 kW) semble être l'oscillateur le plus adapté pour nos applications. Il sera plus amplement caractérisé lors des chapitres suivants.

La Figure 5.24 montre deux traces bien nettes d'auto-corrélation où les points expérimentaux sont ajustés par une sech^2 . Ces traces ont été obtenues pour l'oscillateur délivrant 42 W avec 109 W de puissance de pompe et le coupleur 38% et celui délivrant 15 W toujours avec la même puissance de pompe et le coupleur de sortie de 5% en transmission. Ces traces font respectivement 61 ps et 19 ps FWHM. Le résultat décorrélé avec une forme sech^2 donne alors une largeur d'impulsions de 40 ps et 12 ps FWHM.

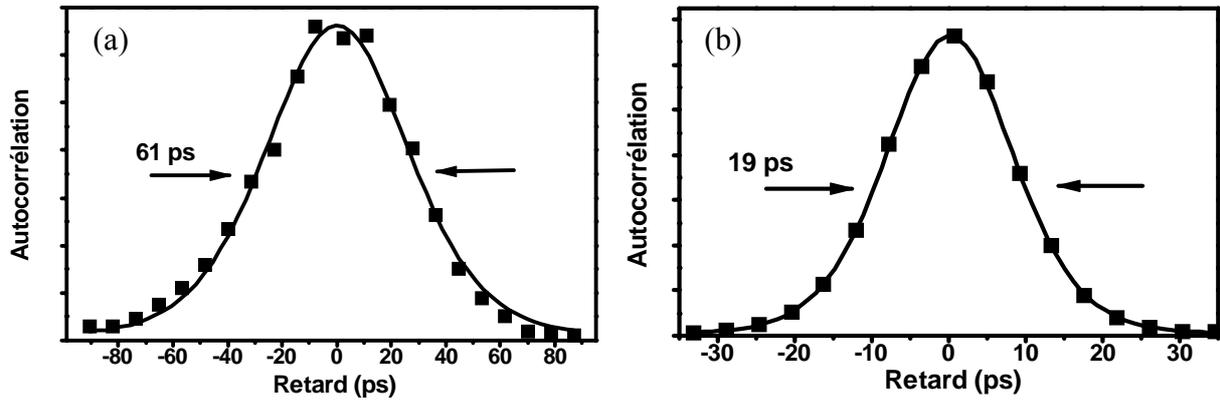


Figure 5.24 Trace d'auto-corrélation pour l'oscillateur avec un coupleur (a) de 38% en transmission et donnant 42 W ($P_p=109$ W) ; (b) de 5% et donnant 15 W ($P_p=109$ W).

Le trait continu est un ajustement de type sech^2 et le chiffre indiqué sur le graphique est la durée non décorrélée.

Dans tous les cas, les impulsions étaient obtenues en régime stable de CML. Pour tous les coupleurs de sortie, aucun dommage de l'absorbant saturable n'a été observé dans les conditions de CML. Cependant, avec le coupleur 5%, une situation d'endommagement s'est produite en régime QML lors de la réduction du courant de pompe pour éteindre le laser à cause de la plus forte énergie par impulsion. Pour éviter cet endommagement, la taille du mode sur le SESAM pourrait être augmentée ou plus simplement, il suffit de bloquer la cavité, avec un bloqueur de faisceau par exemple, lorsque le laser n'est pas opéré en régime CML (lorsque le courant de pompe est augmenté ou diminué en dehors de la plage de CML).

5.6.2 Durée en fonction du coupleur

En changeant simplement le coupleur de sortie, la durée des impulsions peut être réduite de presque un facteur quatre, tout en restant dans un régime très stable de CML. Si nous reportons les données de la durée des impulsions de la Figure 5.23 en fonction du coupleur de sortie, nous obtenons la Figure 5.25. Ce graphique montre que la durée des impulsions décroît presque linéairement de 46 ps à 12 ps, alors que la transmission du coupleur de sortie passe de 48% à 5%. Il semble alors que la durée des impulsions soit régie par les pertes et la puissance intra-cavité.

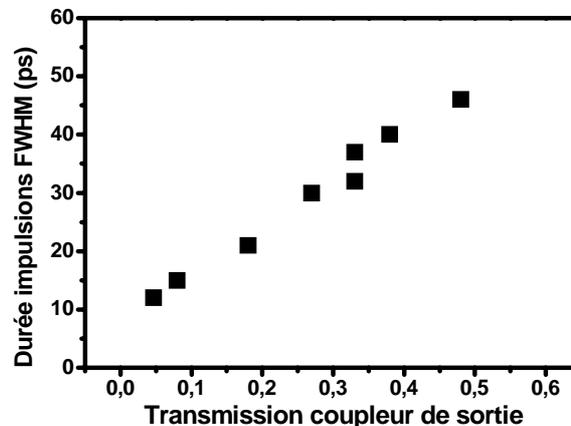


Figure 5.25 Durée des impulsions en fonction du coupleur de sortie.

Deux résultats supplémentaires supportent cette hypothèse. Lorsque l'oscillateur est aligné de façon très attentive, donc avec moins de pertes, des impulsions d'une durée inférieure d'environ 5 ps peuvent être obtenues avec le coupleur de sortie optimum en puissance. Par exemple, des impulsions d'une durée de 32 ps à 45 W ont été obtenues, au lieu de 37 ps à 42 W pour le coupleur de sortie avec une transmission de 33%. De plus, lorsque la puissance de pompe est réduite à l'intérieur du régime CML avec un même coupleur de sortie, c'est-à-dire qu'il y a moins de gain pour les mêmes pertes intra-cavité, des impulsions d'une durée supérieure d'environ 5 ps ont été obtenus. Ce résultat, en accord avec d'autres publications [103,104], est confirmé pour différents coupleur de sortie. Par exemple, l'oscillateur CML avec un coupleur de sortie d'une transmission de 8% et délivrant une puissance de sortie de 22 W avec des impulsions d'une durée de 15 ps, peut être changé en un oscillateur donnant la moitié de sa puissance moyenne (11 W) avec des impulsions d'une durée de 22 ps, en réduisant la puissance de pompe par un facteur 2.

Par ailleurs, en essayant de réduire la durée des impulsions avec le coupleur optimum en puissance, aucun des changements suivants ne donne de plus courtes durées d'impulsions :

- avoir un plus petit diamètre de faisceau sur le SESAM (c'est-à-dire passer d'une fluence des impulsions sur le SESAM de 6 fois supérieure à sa fluence de saturation à une fluence des impulsions de 20 fois supérieure) ;
- avoir un SESAM ayant une fluence de saturation plus petite (de 90 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ à 70 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$) ;
- avoir un SESAM avec un temps de recouvrement plus petit (de 10 ps à 0,5 ps) et
- avoir un SESAM ayant une plus grande profondeur de modulation (de 0,4% à 1,2%).

Ces résultats seront discutés plus loin dans le cadre des simulations.

5.6.3 Simulations numériques

Depuis les premières impulsions des oscillateurs à modes bloqués activement et passivement, de nombreuses théories ont traité de la durée des impulsions en sortie d'oscillateur [89,190,191,192,193,194,195,196,197,198,199]. Nombre de ces théories sont basées sur des techniques analytiques devant faire un nombre plus ou moins important d'approximations. Afin de bien comprendre les mécanismes physiques mis en jeu, nous avons développé un modèle numérique.

Modèle

Pour expliquer nos résultats concernant la durée des impulsions en fonction du coupleur de sortie et la puissance moyenne de sortie en fonction de la durée des impulsions, nous avons développé notre propre modèle numérique. Comme dans l'oscillateur il n'y a pas de SHB cet effet [113,114] ne sera pas pris en compte dans le modèle. Ce modèle ne vise pas à modéliser la génération des impulsions, mais à comprendre les mécanismes de mise en forme d'impulsions en régime d'équilibre (« steady-state »). Les plages de paramètres pour obtenir le blocage de modes continu [131] ne sont alors pas prises en compte. Le diagramme du modèle des simulations numériques est illustré à la Figure 5.26. Dans ce modèle, nous considérons la présence d'un absorbant saturable (le SESAM), d'un milieu de gain, d'un certain pourcentage de couplage de sortie et de pertes intra-cavité à chaque aller-retour de la cavité, chaque bloc produisant un effet différent sur la durée des impulsions.

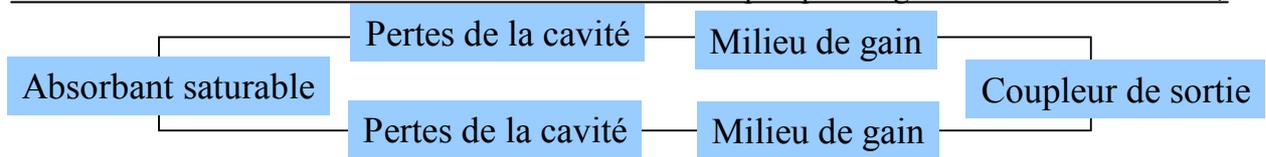


Figure 5.26 Diagramme de la simulation numérique.

La réflectivité non linéaire (R_{AS}) du SESAM est donnée par l'équation 5.9 [152] dans laquelle nous avons négligé l'absorption à deux photons.

$$R_{AS}(F_p) = 1 - A_{ns} - \Delta R \left(\frac{1 - e^{-F_p/F_{sat}}}{F_p/F_{sat}} \right) \quad 5.9$$

où F_p est la fluence des impulsions, A_{ns} sont les pertes non saturables, ΔR est la profondeur de modulation du SESAM et F_{sat} est sa fluence de saturation. Cette réflectivité en fonction de la fluence des impulsions est illustrée à la Figure 5.27a. Du fait de cette réflectivité non-linéaire, le front avant de l'impulsion va subir des pertes plus importantes que le front arrière. Donc à chaque passage dans la cavité, la durée des impulsions va diminuer. Pour l'absorbant saturable, la simulation consiste alors passage par passage à calculer la nouvelle durée d'une impulsion gaussienne après réflexion non linéaire. Par exemple, comme l'illustre la Figure 5.27b, en injectant une impulsion d'une durée de 10 ps, il faut environ 1000 passages sur l'absorbant saturable pour arriver à une valeur de la durée des impulsions qui ne varie presque plus. Ce graphique illustre bien le mécanisme de la réduction de la durée des impulsions par l'absorbant saturable.

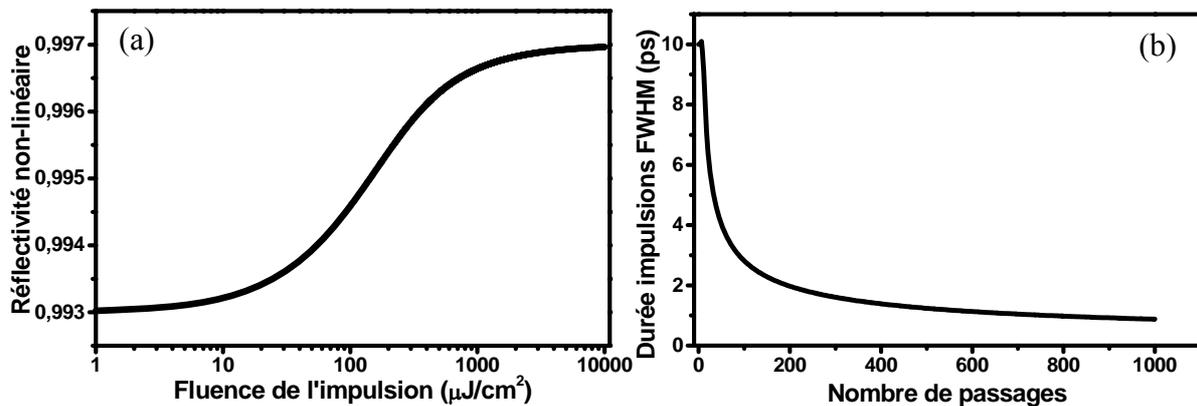


Figure 5.27 (a) Illustration de la réflectivité non linéaire du SESAM en fonction de la fluence des impulsions (sans absorption à deux photons) ; (b) réduction de la durée des impulsions par passage sur le SESAM pour une impulsion d'entrée d'une durée de 10 ps.

Concernant le milieu de gain, il est connu que du fait de la bande spectrale finie du gain ($\Delta\omega_a$), le rétrécissement spectral passage par passage contribue à l'élongation des impulsions. Ceci peut être formulé sous la forme de l'équation suivante ([68], p.359) :

$$\tau_p^2 = \tau_{p0}^2 + \frac{(16 \times \ln 2) \ln(g_0 l)}{\Delta\omega_a^2}$$

5.10

où τ_{p0} est la durée de l'impulsion initiale et $g_0 l$ est le gain non saturé simple passage. Cet effet est présent autant dans les oscillateurs que dans les amplificateurs puisque la bande de gain a une largeur finie et une certaine forme. Plus la bande de gain sera étroite ou/et plus le gain est fort, plus l'effet d'élargissement de l'impulsion sera important.

Cet effet est illustré à la Figure 5.28, où une impulsion gaussienne d'une durée de 10 ps est injectée dans la simulation. La simulation numérique montre l'évolution de la durée de l'impulsion en fonction du nombre de passage dans le milieu de gain. Le rétrécissement de la bande de gain augmente la durée des impulsions de 10 ps à environ 600 ps après 1000 passages pour notre cristal de Vanadate. Pris individuellement, cet effet accroît la durée des impulsions, et ce, sans limite.

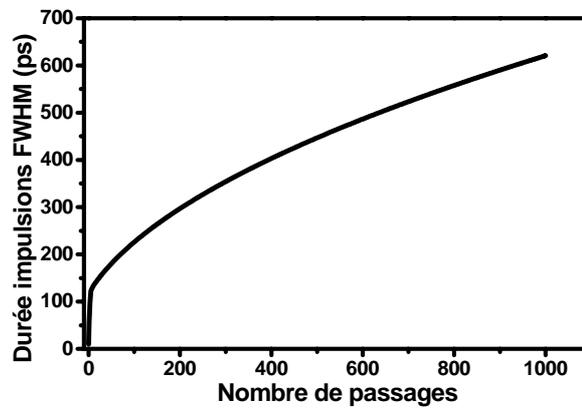


Figure 5.28 Augmentation de la durée des impulsions par passage dû au rétrécissement par le gain introduit par le milieu de gain pour une impulsion d'entrée de 10 ps et 1000 passages dans le milieu de gain.

Par contre, dans la simulation incluant à la fois l'effet de rétrécissement par l'absorbant saturable et l'élargissement par le gain, nous ne pouvons pas appliquer directement la formule 5.10. En effet, celle-ci repose sur une forme d'impulsions constamment gaussienne alors que le rétrécissement par l'absorbant saturable ne conservera pas une gaussienne. Il faut donc remonter avec Siegman ([68], p.359) à l'origine de cette formule. Celle-ci consiste en fait à considérer la dispersion spectrale du gain sous la forme :

$$g l(\omega) = g_0 l - \frac{1}{2} g''(\omega_0) (\omega - \omega_0)^2$$

5.11

où $g l$ est le gain spectral, $g_0 l$ est le gain non saturé à petit signal simple passage et g'' est la dérivée d'ordre deux du gain par rapport à la pulsation. Dans le cadre d'un gain de forme lorentzienne et de largeur $\Delta\omega_a$:

$$g''(\omega_0) = \frac{8 g_0 l}{\Delta\omega_a^2}$$

5.12

5. Oscillateurs pompés longitudinalement Nd:YVO₄

Dans la simulation, à partir de l'impulsion dans le domaine temporel, nous en calculons la transformée de Fourier. Nous appliquons alors aux parties réelle et imaginaire de la FFT le facteur d'amplitude $\exp\left(-\frac{1}{2}g''(\omega_0)\times(\omega-\omega_0)^2\right)$ et nous calculons ensuite la transformée de Fourier inverse. A partir du résultat, la nouvelle durée de l'impulsion est alors calculée.

De plus, nous travaillons en régime à l'équilibre où le gain est alors le gain saturé. Dans ce cas, il doit compenser toutes les pertes de la cavité incluant les pertes du coupleur de sortie. Par ailleurs, comme nous travaillons à l'équilibre, la puissance intra-cavité peut être calculée à partir de l'équation 5.8 pour différents coupleurs et pertes de la cavité.

Ainsi, en prenant compte de chaque bloc de la Figure 5.26 et des paramètres du Tableau 5.3 pour chaque aller-retour de l'impulsion dans la cavité, la simulation numérique est utilisée pour prédire l'évolution et le résultat final de la durée des impulsions pour les différents coupleurs de sortie de l'oscillateur. Le Tableau 5.3 sera d'ailleurs utilisé pour toutes les autres simulations réalisées d'ici la fin de ce chapitre. Dans ce tableau, tous les paramètres, autre que la transmission du coupleur de sortie, la durée de l'impulsion initiale et les autres pertes, sont fixes et le resteront pour toutes les autres simulations.

Tableau 5.3 Paramètres utilisés pour les simulations numériques

Laser		
Fréquence de répétition	f_{rep} (MHz)	91
Transmission coupleur de sortie	OC (%)	5-48
Autres pertes aller-retour	L (%)	11
Milieu de gain		
Diamètre du faisceau	D_L (μm)	1400
Fluence de saturation	$F_{sat,L}$ (J/cm^2)	0,06
Intensité de saturation	I_s (W/cm^2)	1500
Bande de gain	$\Delta\lambda$ (nm)	0,8
Gain petit signal simple passage	g_0l	2,55
SESAM		
Diamètre du faisceau	D_A (μm)	500
Profondeur de modulation	ΔR (%)	0,4
Pertes non saturables	A_{ns} (%)	0,3
Fluence de saturation	$F_{sat,A}$ ($\mu J/cm^2$)	90
Simulation		
Durée d'impulsion initiale	τ_0 (ps)	1-100
Nombre d'aller-retour		1000-20000

Les paramètres du SESAM sont les données du fabricant. La taille du faisceau sur le SESAM a été mesurée et la taille dans le milieu de gain est estimée à partir des simulations de propagation et des simulations de puissance moyenne de sortie. Le gain simple passage du milieu de gain est lui estimé à partir de la fréquence des oscillations de relaxation, mesurée sur un spectre radiofréquence de l'oscillateur [215] (voir la section 7.1.1). La largeur de raie de la bande de gain est fixe, car lors des changements de coupleurs, la puissance de pompe est fixe et donc, la température du cristal ne doit pas changer de manière significative. Si la température du cristal avait été très différente entre les deux coupleurs extrêmes, il y aurait eu

un changement important de la lentille thermique et un effet visible sur la qualité du faisceau, ce qui n'a pas été observé.

Résultats

Ainsi, utilisant notre modèle numérique et le Tableau 5.3, la Figure 5.29a illustre le résultat de l'évolution de la durée des impulsions en fonction du nombre d'allers-retours dans la cavité pour vingt valeurs de transmission du coupleur de sortie. En injectant des impulsions d'une durée de 30 ps dans les simulations, le modèle prédit un état final de la durée des impulsions après entre 4000 et 14000 allers-retours¹⁹. Dans cette figure, comme pour nos résultats expérimentaux, la durée finale des impulsions augmente avec la transmission du coupleur de sortie. Sur la Figure 5.29b, en prenant une durée différente pour les impulsions d'entrée des simulations, les durées finales convergent toutes plus ou moins rapidement vers les mêmes valeurs, ce qui montre la stabilité de la simulation. En fait, plus la durée de l'impulsion à l'entrée est près de celle de l'état final, plus le résultat est atteint rapidement.

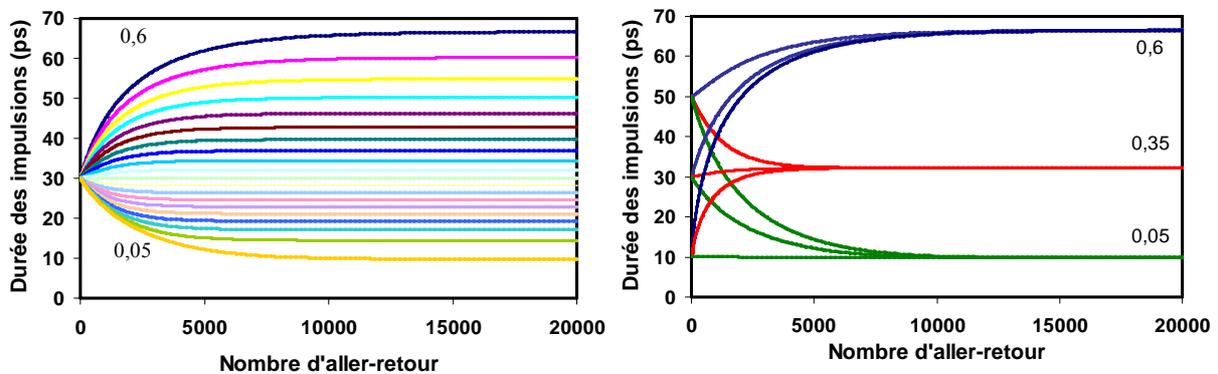


Figure 5.29 Evolution de la durée des impulsions en fonction du nombre d'allers-retour dans la cavité, (a) pour une impulsion à l'entrée de 30 ps et pour vingt valeurs de transmission de coupleur de sortie de 0,05 à 0,6 ; (b) pour trois valeurs de durée d'impulsion à l'entrée (10, 30 et 50 ps) et trois valeurs de transmission de coupleurs de sortie (0,05 ; 0,35 et 0,6).

Ainsi, en utilisant les paramètres du Tableau 5.3, la durée à l'équilibre des impulsions en fonction du coupleur de sortie et la puissance moyenne de sortie en fonction de la durée des impulsions ont pu être simulées. Les résultats sont alors rapportés à la Figure 5.30 avec les points expérimentaux.

¹⁹ La simulation des traces pour 20 coupleurs et 20 000 passages prend 2 heures de calcul.

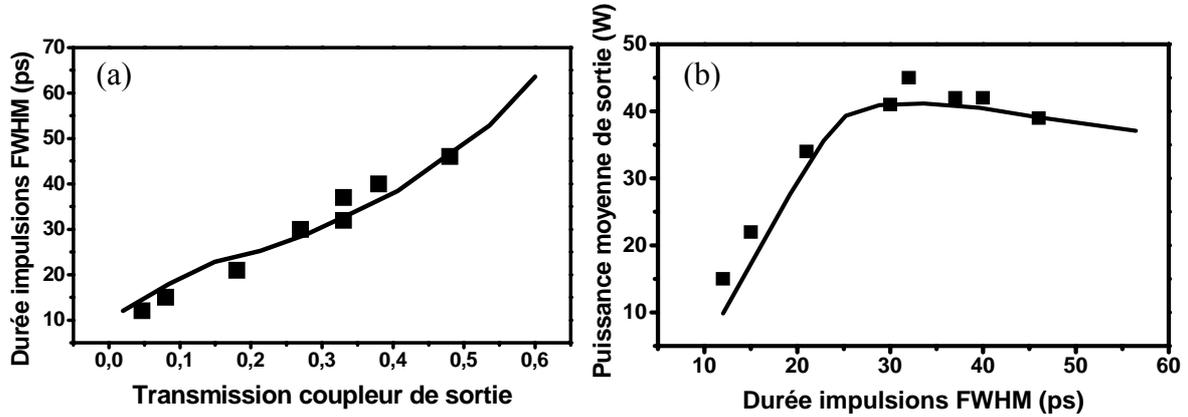


Figure 5.30 Points expérimentaux et résultats de la simulation numérique (courbes) prédisant (a) la durée des impulsions en fonction de la transmission du coupleur de sortie ; (b) la puissance moyenne de sortie en fonction de la durée des impulsions.

Ces graphiques illustrent que les simulations numériques reproduisent très bien les résultats expérimentaux. La durée des impulsions augmente avec la transmission du coupleur de sortie et le point expérimental avec le coupleur de 48% est très bien prédit par les simulations. De plus, la puissance moyenne de sortie est elle aussi très bien reproduite par les simulations, donnant une courbe similaire à la courbe de la recherche du coupleur optimum en puissance (Figure 5.17), puisque la durée des impulsions est presque proportionnelle à la valeur de la transmission du coupleur de sortie.

Le fait de changer le coupleur de sortie, donc les pertes de la cavité, a pour conséquence de changer la puissance intra-cavité et le gain saturé à chaque passage. Si les pertes de la cavité sont réduites, la puissance intra-cavité augmente et la diminution de la durée des impulsions par l'absorbant saturable augmente, tandis que le gain saturé par passage diminue et l'élongation par le rétrécissement spectral est moins forte. Les deux effets allant ensemble vers une réduction de la durée des impulsions, des impulsions plus courtes sont alors obtenues. Par conséquent, au coupleur de sortie optimum en puissance, les pertes étant plus grandes les impulsions sont alors plus longues.

Par ailleurs, lorsque la puissance de pompe est réduite, le gain saturé étant le même, l'élongation par le rétrécissement spectral est identique. Par contre la puissance intra-cavité est plus faible, ce qui conduit à un rétrécissement des impulsions par l'absorbant saturable moins important. Au total, les impulsions obtenues sont un peu plus longues (voir 5.6.2).

Nous pouvons donc conclure que la durée des impulsions résulte de la balance entre le rétrécissement de la durée des impulsions par l'absorbant saturable et l'élargissement temporel dû à au rétrécissement spectral par le gain. Ces résultats sont en accord avec les principes physiques des théories sur le blocage de modes actif [194,195] ou passif sans autres mécanisme de mise en forme d'impulsion comme le soliton ou le SHB.

5.6.4 Solution analytique

Modèle analytique de Haus

Grâce à notre modèle numérique, nous comprenons les effets physiques en jeu pour l'obtention de la durée des impulsions. Nous allons maintenant chercher à savoir s'il existe une solution analytique.

Afin de reproduire nos données expérimentales, nous avons testé l'équation de Haus [190], la plus largement utilisée pour prédire la durée des impulsions d'un laser à blocage de modes par un absorbant saturable rapide. La durée des impulsions (τ_p) est définie par (à partir de l'équation 4.11 avec FWHM de [190]) :

$$\tau_p \approx 1,762 \left[\frac{\Delta\omega_a}{2} \left(\frac{g_{HAUS}}{1+q} - 1 \right) \frac{qK}{1+q} \right]^{-1} \quad 5.13$$

où $\Delta\omega_a$ est la largeur de la bande de gain et g_{Haus} est un gain normalisé aux pertes totales de la cavité²⁰ :

$$g_{HAUS} = \frac{2g_0l}{Pertes} \quad 5.14$$

où g_0l est le gain non saturé à petit signal simple passage et $Pertes$ sont les pertes totales, avec le coupleur de sortie, aller-retour. Le facteur q est équivalent à l'inverse du facteur de qualité à faible signal de l'absorbant saturable normalisé à celui de la cavité (d'après l'équation 3.5 de [190])²⁰ :

$$q = \frac{-\ln(1 - A_{ns} - \Delta R)}{Pertes} = \frac{-\ln(R_{ns} - \Delta R)}{Pertes} \quad 5.15$$

où ΔR est la profondeur de modulation de l'absorbant saturable, A_{ns} , les pertes non saturables et R_{ns} , la réflectivité non saturable :

$$R_{ns} = 1 - A_{NS} \quad 5.16$$

Finalement, le facteur K est équivalent à la puissance de saturation du laser normalisée à la puissance de saturation de l'absorbant saturable (d'après équation 4.8 de [190]) :

$$K = \frac{1}{4} \left(\frac{I_s A_L}{F_{satA} A_A / t_A} \right) \frac{\Delta\omega_a}{2f_{rep}} \quad 5.17$$

où I_s est l'intensité de saturation du milieu de gain ; A_L , l'aire dans le milieu de gain ; F_{satA} , la fluence de saturation de l'absorbant saturable ; A_A , l'aire sur l'absorbant saturable ; t_A , le temps de recouvrement de l'absorbant saturable et f_{rep} , la fréquence de répétition. Avec les valeurs du Tableau 5.3, $K = 9,56$.

²⁰ Les formules de Haus pour le gain sont multipliées par 2 puisqu'il donne ses gains en champs et non en amplitude et par 4 pour le facteur q, pour la même raison (x2) et pour la raison qu'il considère deux passages sur l'absorbant saturable (x2), puisqu'il est utilisé en transmission.

Par ailleurs, l'équation 4.10 de [190] définit la puissance de sortie de l'oscillateur :

$$P = P_L \left(\frac{\Delta\omega_a \tau_p}{2} + \frac{2}{\Delta\omega_a \tau_p} \right)^{-1} \left(\frac{1+q}{qK} \right) \quad 5.18$$

où P_L est la puissance de saturation du milieu de gain.

Utilisant ces équations, nous avons calculé la durée et la puissance à partir des paramètres du Tableau 5.3. Comme l'illustre la courbe à la Figure 5.31a, nous pouvons reproduire nos résultats expérimentaux, mais seulement si les pertes, autres que le coupleur de sortie sont fixées à 40%. En réalité, les pertes intra-cavité aller-retour sont plutôt estimées autour de 10%. Si des pertes de 10% sont introduites dans la simulation, à la fois la pente et les valeurs numériques ne reproduisent pas nos résultats. De plus, l'équation de Haus ne prédit pas correctement la durée pour les forts coupleurs en transmission. L'ajustement de plus ou moins 10% de d'autres paramètres, comme la bande de gain, les tailles de faisceaux, le gain ou l'intensité de saturation, ne permet pas de reproduire nos résultats expérimentaux avec le bon pourcentage de pertes. Par ailleurs, comme l'illustre la Figure 5.31b, l'équation 5.18 ne reproduit pas fidèlement les résultats de puissance de sortie de l'oscillateur en fonction de la transmission du coupleur de sortie. Cette formule de Haus reproduit de manière qualitative mais non pas quantitative nos résultats expérimentaux, ce qui la rend inexploitable pour faire des prédictions.

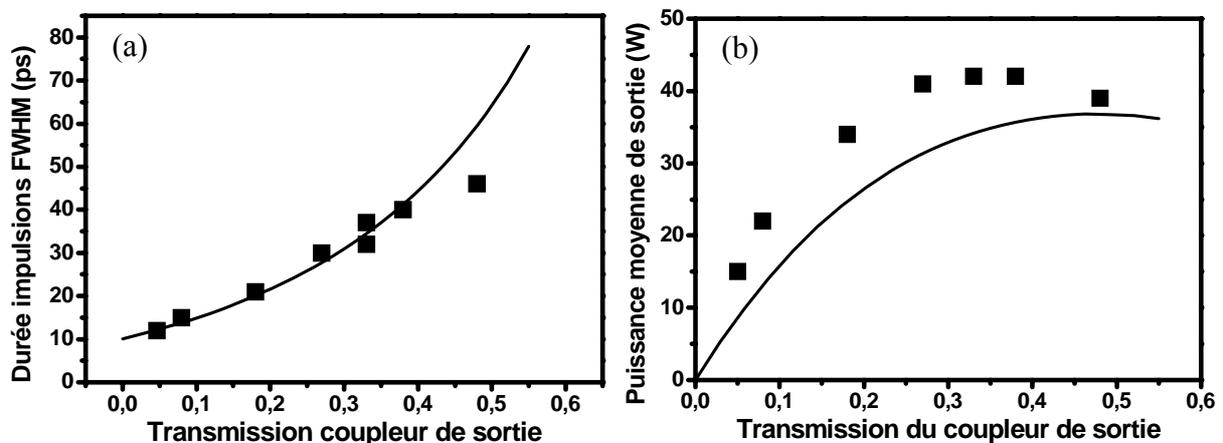


Figure 5.31 (a) Durée expérimentale (points) et résultat de la simulation prédisant la durée des impulsions avec un absorbant saturable rapide (équation 4.11 avec FWHM de [190]) en fonction de la transmission du coupleur de sortie ; (b) points expérimentaux et résultat de la simulation de la puissance de sortie de l'oscillateur en fonction de la transmission du coupleur de sortie (équation 4.10 de [190]) pour les mêmes paramètres de la cavité que (a) tirées du Tableau 5.3.

En fait, pour arriver à une équation analytique, Haus est obligé de faire plusieurs approximations qui ne s'appliquent pas à notre cas dont :

-la faible saturation de l'absorbant saturable. Dans notre cas, le SESAM est saturé (fluence sur le SESAM/fluence de saturation du SESAM) entre 5 fois pour le coupleur 48% et 19 fois pour le coupleur 5%.

-l'opération du laser près de son seuil de fonctionnement. Ce point de fonctionnement ne s'applique pas à notre oscillateur délivrant de fortes puissances moyennes.

Modèles analytiques d'après Haus

L'équation (3.4) de Haus [190], définit les pertes de l'absorbant saturable. Pour utiliser les paramètres habituels du SESAM, cette équation peut être réécrite après développement de Taylor sous la forme :

$$\delta_{Haus} = l\sigma_a n_e \left(1 - \frac{F}{F_{sat}}\right) = -\ln(R_{ns} - \Delta R) \left(1 - \frac{F_p}{F_{sat}}\right) \quad 5.19$$

où l est la longueur de l'absorbant saturable, n_e est la différence de population des niveaux à l'équilibre, σ_a est la section efficace optique des particules absorbée, R_{ns} est défini à l'équation 5.14, ΔR est la profondeur de modulation de l'absorbant saturable, F_p et F_{sat} sont respectivement la fluence des impulsions sur le SESAM et la fluence de saturation de l'absorbant saturable.

Cette équation définit les pertes non saturées en puissance s_0 :

$$s_0 = -\ln(R_{ns} - \Delta R) \quad 5.20$$

D'un autre côté, la réflectivité de l'absorbant saturable peut être définie par :

$$R_{AS} = \frac{R_{ns} \exp\left[\ln\left(\frac{R_{ns} - \Delta R}{R_{ns}}\right)\right]}{\left(1 + \frac{F_p}{F_{sat}}\right)} \quad 5.21$$

Soit des pertes après développement de Taylor :

$$\delta_{Haus-bis} = -\ln R_{AS} = -\ln R_{ns} - \ln\left(\frac{R_{ns} - \Delta R}{R_{ns}}\right) \left(1 - \frac{F_p}{F_{sat}}\right) \quad 5.22$$

où le premier terme d'équation correspond à une perte linéaire et le second, à une perte non linéaire. Dans ce cas, s_0 devient :

$$s_0 = -\ln\left(\frac{R_{ns} - \Delta R}{R_{ns}}\right) \quad 5.23$$

Dans ce cas, s_0 est différent de celui utilisé par Haus. A partir de la formule de Haus, une simulation incluant ce nouveau s_0 ainsi que les pertes linéaires supplémentaires pourra être réalisée.

Enfin, une autre définition peut être donnée à la réflectivité de l'absorbant saturable d'après des articles plus récents définissant la réflectivité d'un SESAM [131,152]. La réflectivité d'un SESAM est définie par Honninger et al. (équation (8) de [131]) selon :

$$R_{AS} = R_{ns} \frac{\ln \left\{ 1 + \exp(-\Delta R) \left[\exp\left(\frac{F_p}{F_{sat}}\right) - 1 \right] \right\}}{F_p / F_{sat}} \quad 5.24$$

A partir du calcul des pertes, nous faisons un développement de Taylor et nous obtenons :

$$\delta_{Honninger} = -\ln[R_{ns} \exp(-\Delta R)] - \left(\frac{1 - \exp(-\Delta R)}{2} \right) \frac{F_p}{F_{sat}} \quad 5.25$$

Dans ce cas, les pertes non saturées en puissance deviennent :

$$s_0 = \left(\frac{1 - \exp(-\Delta R)}{2} \right) \quad 5.26$$

En résumé, dans l'équation de Haus, les pertes de l'absorbant saturable peuvent prendre différentes formes telles que rapportées au Tableau 5.4

Tableau 5.4 Différentes définitions des pertes de l'absorbant saturable

Pertes	Pertes supplémentaires	s_0	
δ_{Haus}		$-\ln(R_{ns} - \Delta R)$	$\left(1 - \frac{F_p}{F_{sat}} \right)$
$\delta_{Haus-bis}$	$-\ln R_{ns}$	$-\ln\left(\frac{R_{ns} - \Delta R}{R_{ns}}\right)$	$\left(1 - \frac{F_p}{F_{sat}} \right)$
$\delta_{Hönninger}$	$-\ln(R_{ns}) + \Delta R - \frac{1 - \exp(-\Delta R)}{2}$	$+\left(\frac{1 - \exp(-\Delta R)}{2}\right)$	$\left(1 - \frac{F_p}{F_{sat}} \right)$

A partir de ces équations et des valeurs du Tableau 5.3, les traces des pertes de l'absorbant saturable et sa réflectivité en fonction de la saturation de l'absorbant pour les différentes théories sont illustrées à la Figure 5.32. Les pointillés correspondent aux équations approximées du Tableau 5.4 et les traits pleins aux formules sans approximation.

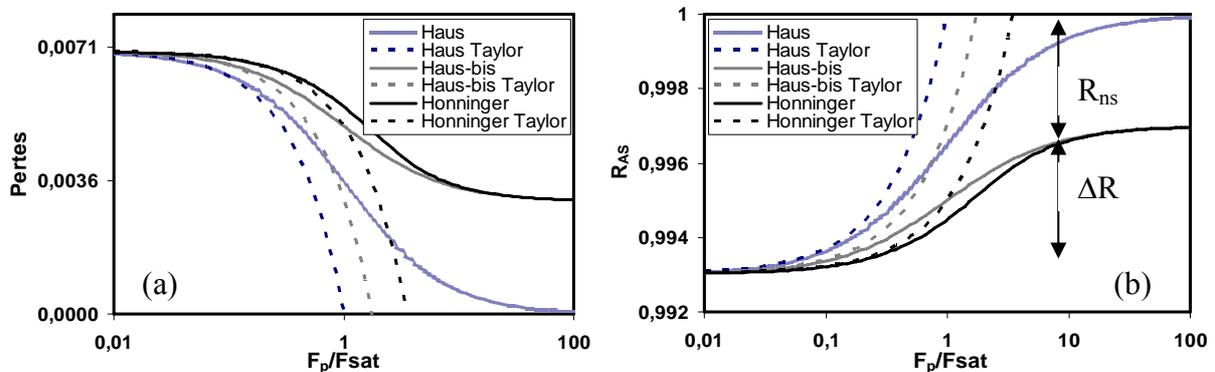


Figure 5.32 (a) Pertes ; (b) réflectivité de l'absorbant saturable selon différentes théories.

En utilisant ces différentes définitions pour les pertes, l'équation 5.13

$$(\tau_p \approx 1,762 \left[\frac{\Delta\omega_a}{2} \left(\frac{g_{HAUS}}{1+q} - 1 \right) \frac{qK}{1+q} \right]^{-1}), \text{ qui est l'équation 4.11 de Haus [190]) est à nouveau}$$

testée avec les paramètres du Tableau 5.3 pour tenter de reproduire nos résultats expérimentaux. Les résultats des simulations (courbes) sont illustrés à la Figure 5.33, pour la durée des impulsions et la puissance de sortie en fonction de la transmission du coupleur. Le pourcentage des pertes est ajusté pour rapprocher les courbes des points expérimentaux.

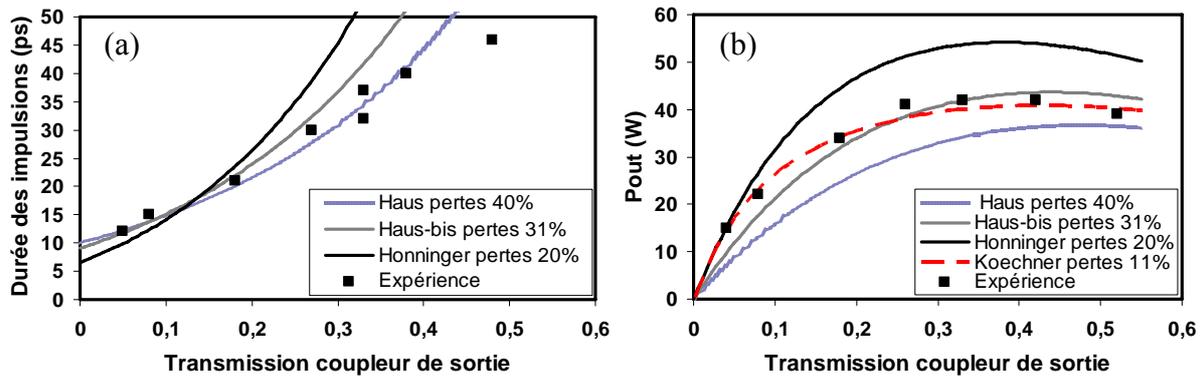


Figure 5.33 (a) Durée des impulsions expérimentale (points) et résultat des simulations (équation 4.11 avec FWHM de [190]) en fonction de la transmission du coupleur de sortie ; (b) points expérimentaux et résultat des simulations de la puissance de sortie en fonction de la transmission du coupleur de sortie (équation 4.10 de [190]) pour les mêmes paramètres de cavité que (a), selon les définitions des pertes du Tableau 5.4 et les paramètres du Tableau 5.3.

L'analyse de ces graphiques montre que la durée des impulsions calculée dépend du terme de pertes non saturées en puissance, s_0 . Plus la courbure de la réflectivité, définie à l'aide de s_0 , est forte (voir la Figure 5.32b), plus l'écart avec l'approximation limite est grand et plus il faut donc compenser l'erreur par des pertes importantes. Ces graphiques permettent d'affirmer qu'aucune des trois simulations ne reproduit les résultats expérimentaux avec un pourcentage de pertes s'approchant de la réalité. L'ajustement de plus ou moins 10% de différents paramètres de la simulation ne permet toujours pas de reproduire les résultats expérimentaux avec un pourcentage de pertes autour de 10%. Encore une fois, la théorie de Haus fonctionne qualitativement, mais elle n'est pas prédictive puisqu'il n'est pas possible de déterminer le taux de pertes valable, surtout dans le cas où il y a beaucoup de pertes (pour les forts coupleurs en transmission).

Modèle analytique de Paschotta

Après les essais avec la théorie de Haus [190], nous avons exploré d'autres théories développées pour prédire la durée des impulsions dont entre autres celle de Paschotta et al. [89] développée pour les absorbant saturables lents. La durée des impulsions à l'équilibre pour un absorbant saturable lent (équation (6) de [89]) est donnée par :

$$\tau_p \approx \frac{1,07}{\Delta f} \sqrt{\frac{g}{\Delta R}} \quad 5.27$$

Pour un absorbant saturable rapide, selon Paschotta, l'équation devient :

$$\tau_p \approx \frac{0,9}{\Delta f} \sqrt{\frac{g}{\Delta R}} \quad 5.28$$

où Δf est la largeur à mi-hauteur de la bande de gain, ΔR est la profondeur de modulation de l'absorbant saturable et g est le gain en régime d'équilibre pour compenser les pertes par passage (attention le gain $\neq g_0 l$) défini par :

$$g = L - \ln(R) \quad 5.29$$

où R est la réflectivité du coupleur de sortie et L sont les autres pertes de la cavité, incluant celles de l'absorbant saturable qui dépendent du modèle de l'absorbant saturable. En prenant les définitions des pertes de l'absorbant saturable du Tableau 5.4, nous pouvons alors tracer la durée des impulsions en fonction de la transmission du coupleur de sortie à l'aide des équations 5.28 et 5.29 et du Tableau 5.3. Les résultats des simulations sont illustrés à la Figure 5.34 pour des pertes de 10% pour un absorbant saturable lent et rapide.

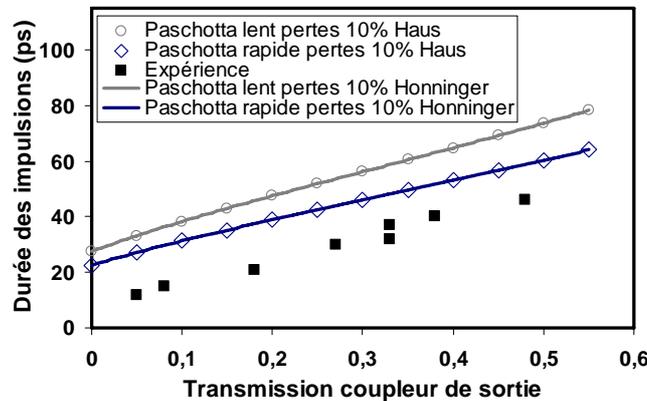


Figure 5.34 Durée des impulsions en fonction de la transmission du coupleur de sortie selon la théorie de Paschotta [89] pour un absorbant saturable lent et rapide et pour différentes définitions des pertes de l'absorbant saturable selon Haus et Hönninger.

Ce graphique montre que l'allure de la variation de la durée en fonction du coupleur est bonne pour des pertes de 10%, mais que les valeurs ne reproduisent pas les données expérimentales. Encore une fois, l'ajustement des autres paramètres sur plus ou moins 10% ne permet pas j'ajuster les résultats expérimentaux. Par contre, dans ce cas, la pente des simulations ne dépend pas de la définition des pertes de l'absorbant saturable.

Nouveau modèle analytique d'après Haus

Dans son article [89], Paschotta mentionne que sa formule pour la durée des impulsions a une forme similaire à l'équation (A6) de Haus [190]. L'équation de Haus est de la forme :

$$\tau_p \approx 1,762 * \frac{2}{\Delta \omega_a} \sqrt{\frac{2g_{HAUS}}{qF_p / F_{sat}}} \quad 5.30$$

où g_{HAUS} et q sont définis aux équations 5.14 et 5.15. On peut donc réécrire la formule de Haus comme²¹ :

$$\tau_p \approx 1,762 * \frac{4}{\Delta\omega_a} \sqrt{\frac{g_0 l}{s_0 N_{sat}}} \quad 5.31$$

où N_{sat} est le nombre de fois où l'absorbant saturable est saturé.

A partir de cette équation, si nous faisons une approximation de faible saturation de l'absorbant saturable $N_{sat} \approx 3$ et si nous faisons un développement de Taylor pour approximer $s_{Hönninger} \approx \Delta R/2$, nous obtenons l'équation suivante :

$$\tau_p \approx 1,762 * \frac{4}{\Delta\omega_a} \sqrt{\frac{g_0 l}{s_0 N_{sat}}} \approx 1,762 * \frac{4}{2\pi\Delta f} \sqrt{\frac{2g_0 l}{3\Delta R}} \approx \frac{0,9}{\Delta f} \sqrt{\frac{g_0 l}{\Delta R}} \quad 5.32$$

Cette équation est semblable à l'équation de Paschotta (5.29) à la différence près que le gain utilisé par Haus est le gain non saturé $g_0 l$, alors que celui de Paschotta est le gain saturé en régime d'équilibre : $g = L - \ln(R)$.

Comme les résultats de la formule de Paschotta n'étaient pas très éloignés des résultats expérimentaux, nous proposons d'utiliser la formule 5.32 en changeant la définition du gain par le gain saturé.

$$\tau_p \approx 1,762 * \frac{4}{\Delta\omega_a} \sqrt{\frac{L - \ln(R)}{s_0 N_{sat}}} \quad 5.33$$

Par contre, comme la puissance de l'oscillateur calculée par la théorie de Haus n'est pas précise (voir la Figure 5.33b), nous allons calculer la puissance avec une autre formule. Comme celle fourni par Koechner [130], reproduit bien nos résultats expérimentaux avec des paramètres réels (voir la Figure 5.33b), nous l'utiliserons pour calculer le nombre de fois où l'absorbant est saturé. La puissance intra-cavité calculée à partir de la formule de Koechner (équation 5.6) permet de déduire le nombre de fois où le SESAM est saturé :

$$N_{sat} = \frac{F_p}{F_{satA}} = \frac{A_L I_{satL}}{(1+R)A_A F_{satA} f_{rep}} \left(\frac{g_0 l}{L - \ln(R)} - 1 \right) \quad 5.34$$

L'équation de Haus pour la durée des impulsions devient alors :

$$\tau_p = \frac{1,762x2}{\pi\Delta f} (L - \ln(R)) \sqrt{\frac{(1+R)A_A F_{satA} f_{rep}}{s_0 A_L I_{satL} (g_0 l - (L - \ln(R)))}} \quad 5.35$$

où R est la réflectivité du coupleur de sortie, L sont les pertes de la cavité hors coupleur et incluant les pertes linéaires du SESAM, s_0 sont les pertes non saturée en puissance de l'absorbant saturable et f_{rep} est la fréquence de répétition. F_{satA} est la fluence de saturation du SESAM et I_{satL} est l'intensité de saturation du milieu de gain. A_L et A_A sont les aires dans le milieu de gain et sur l'absorbant saturable, $g_0 l$ est le gain à petit signal du milieu de gain, et Δf est la largeur à mi-hauteur de la bande de gain.

²¹ Cette équation est équivalente à la formule (18) de Haus publiée en 2000 [191].

L'équation 5.35 montre que la méthode la plus directe pour faire varier la durée des impulsions est de changer les pertes de la cavité, dont le coupleur de sortie. La Figure 5.35 illustre les résultats de cette équation où la durée des impulsions en fonction du coupleur de sortie pour trois pourcentages de pertes différents (10%, 15% et 20%) et les autres paramètres du Tableau 5.3 est représentée. Cette même figure montre les résultats pour l'équation de Paschotta pour un absorbant saturable rapide pour les mêmes pertes.

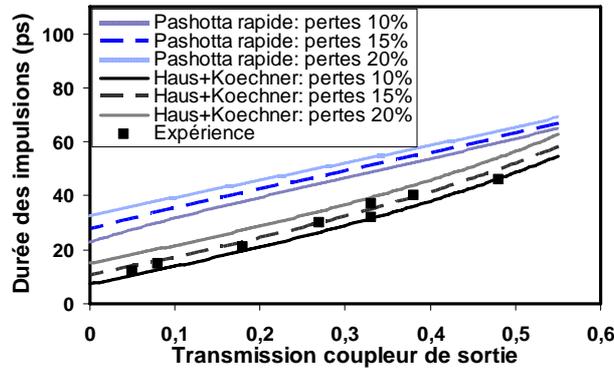


Figure 5.35 Durée des impulsions en fonction du coupleur de sortie pour notre équation analytique (5.35) et pour l'équation de Paschotta pour un absorbant saturable rapide.

Ce graphique montre que notre solution analytique fonctionne pour des pertes comprises entre 10 et 15% autant pour des coupleurs avec forte transmission que pour des coupleurs avec une faible transmission. Ainsi, cette équation de Haus modifiée avec le gain saturé et combinée avec la puissance calculée par Koechner reproduit nos résultats expérimentaux.

La formule suivante définit donc la durée des impulsions de notre oscillateur :

$$\tau_p \approx 1,762 * \frac{2}{\pi \Delta f} \sqrt{\frac{\text{pertes}}{s_0 N_{sat}}} \quad 5.36$$

où les pertes sont celles du coupleur et de la cavité, dont les pertes linéaires de l'absorbant saturable. L'absence de données avec d'autres oscillateurs n'a pas permis de vérifier la validité de cette équation pour d'autres lasers.

La théorie de Haus permet donc de reproduire qualitativement nos durées d'impulsion expérimentales en ajustant les pertes de la cavité, mais pas notre puissance de sortie en fonction du coupleur pour les mêmes paramètres. Ajuster les autres paramètres de la simulation n'a pas permis de reproduire nos résultats expérimentaux. Changer la définition de la courbure de la réflectivité de l'absorbant saturable n'a pas plus permis d'ajuster nos résultats avec les bons paramètres de notre cavité laser. La théorie de Paschotta ne permet pas plus d'ajuster nos données expérimentales avec un pourcentage de pertes d'environ 10%. Par contre, les résultats de cette théorie ne dépendent pas de la définition des pertes de l'absorbant saturable. Pour notre oscillateur, tous ces modèles reproduisent donc, dans le meilleur des cas, seulement qualitativement nos résultats expérimentaux. Parmi tous les modèles testés avec les paramètres du Tableau 5.3, le seul à prédire quantitativement nos résultats expérimentaux et donc le seul à avoir un pouvoir prédictif est celui de l'équation 5.36. Cette équation est la seule à ajuster nos données avec un pourcentage de pertes entre 10 et 15% telles qu'elles ont

été évaluées pour notre oscillateur. Nous pouvons donc nous attendre à ce que l'équation 5.36 puisse être utilisée pour prédire de manière quantitative la durée des impulsions d'oscillateurs à blocage de modes passif par un absorbant saturable rapide dont la cavité ne comporte ni SHB ni effets non-linéaires.

Comparaison avec la littérature

La Figure 5.36 illustre les résultats expérimentaux de la puissance de sortie et de la durée des impulsions obtenus, à la puissance maximale de pompe, en changeant seulement le coupleur de sortie de l'oscillateur. A titre de comparaison avec nos résultats, la revue de la littérature des oscillateurs Nd:YVO₄ de la Figure 5.1 est aussi rapportée en mentionnant la présence ou non de SHB [200].

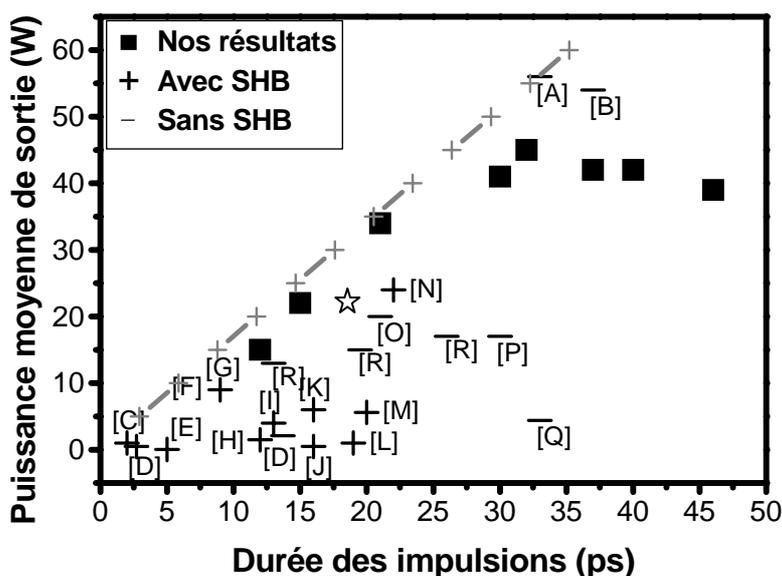


Figure 5.36 Revue de la littérature des oscillateurs à blocage de modes passif Nd:YVO₄. Puissance moyenne de sortie et durée des impulsions des oscillateurs. De l'analyse de chaque publication, les oscillateurs sans SHB sont représentés par un (-) et ceux avec SHB, (+). Nos résultats expérimentaux en changeant seulement de coupleur de sortie sont représentés par des carrés. L'étoile représente l'oscillateur Nd:YAG du chapitre 4. La droite représentée par (+ — +) indique un rapport puissance/durée de 1,71 pJ, soit une puissance crête de 15,5 kW pour l'oscillateur de McDonagh [A].

Les lettres sur le graphique sont liées aux références suivantes :

A : [99] ; B : [167] ; C : [168] ; D : [169] ; E : [170] ; F : [171] ; G : [172] ; H : [173] ; I : [174] ; J : [175] ; K : [176] ; L : [177] ; M : [178] ; N : [103] ; O : [104] ; P : [179] ; Q : [180] ; R : [181].

En comparaison avec les autres oscillateurs, il apparaît clairement que notre oscillateur comble le fossé entre les oscillateurs de faible puissance, mais de courte durée d'impulsion grâce au SHB, et les oscillateurs de forte puissance mais de longue durée d'impulsion sans SHB. Pour une durée d'impulsion allant de 12 ps à 32 ps, des puissances de sortie correspondantes de 15 W à 45 W ont été obtenues. Au meilleur de nos connaissances, en même temps que la réduction de la durée des impulsions, nous avons donc démontré les oscillateurs Nd:YVO₄ les plus puissants dans cette gamme de durée d'impulsion. De plus, avec 12 ps, nous avons démontré l'oscillateur Nd:YVO₄ sans SHB avec les impulsions les plus courtes. Nous avons ainsi réussi à diminuer la durée des impulsions par un facteur de presque quatre, avec une méthode très simple, afin d'atteindre la zone de durée d'impulsion requise pour nos applications.

En représentant la puissance en fonction de la durée, les différents oscillateurs Nd:YVO₄, représentés sur la Figure 5.36, semblent s'étaler sous une droite représentée par (+ — +) indiquant un rapport puissance/durée de 1,705 pJ et correspondant à une puissance crête de 15,5 kW pour l'oscillateur de McDonagh [A].

Afin de savoir s'il s'agit d'une limite, sur la Figure 5.37, nous avons ajouté au graphique précédent les résultats obtenus à partir de notre équation (5.36) donnant la durée des impulsions pour notre oscillateur et pour l'oscillateur le plus puissant [A]. Afin de simuler le comportement de ce dernier, les puissances de sorties en fonction du coupleur de sortie sont tirées de [127] et de l'équation de la puissance en fonction du coupleur selon Koechner avec les paramètres de la cavité laser [127] (autres pertes de 10% et $g_{ol}=3,6$). La ligne continue est la simulation pour notre oscillateur et celle en trait discontinu illustre la prédiction des résultats qui pourraient être obtenus par l'oscillateur [A] si le coupleur de sortie était changé. Comme la courbe pour l'oscillateur [A] est au-dessus de la droite semblant fixer une limite, nos simulations montrent que cette droite ne représente pas une barrière mais juste une coïncidence. Par conséquent, des puissances plus élevées à des durées identiques que celles que nous avons obtenues auraient pu être atteintes par l'oscillateur de McDonagh [A] s'il avait changé son coupleur.

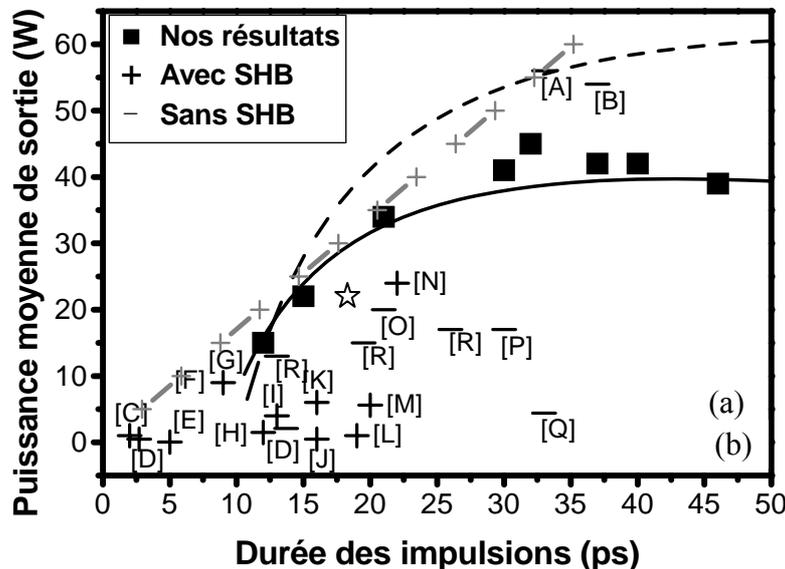


Figure 5.37 La ligne continue représente la simulation de la puissance de sortie en fonction de la durée des impulsions pour notre oscillateur. Celle en petits traits représente la simulation pour l'oscillateur de McDonagh [A].

Vers plus court et plus puissant ?

A partir de la constatation qu'il est possible d'obtenir plus de puissance pour une même durée d'impulsion, existe-il des moyens d'y parvenir avec notre oscillateur ? A partir de l'équation 5.35 et en faisant varier le gain (g_{ol}) de la cavité de 1 à 6 pour le même SESAM et les mêmes paramètres de cavité, nous obtenons la Figure 5.38. Nous pouvons voir que pour des puissances supérieures à 100 W au coupleur optimum en puissance, des durées d'environ 30 ps pourraient être obtenues. Pour des durées inférieures à 10 ps, le SESAM serait saturé plus de 30 fois, ce qui vraisemblablement l'endommagerait rapidement. Pour un N_{sat} inférieur à 30, des durées comprises entre 10 et 20 ps pourraient être obtenues avec une puissance s'étalant entre 80 et 100 W. Ainsi ce graphique montre qu'il serait possible en ayant un gain plus élevé d'obtenir des durées plus courtes avec une plus grande puissance moyenne sans endommager le SESAM.

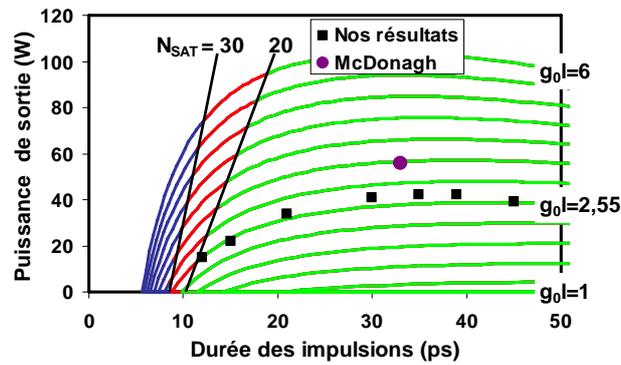
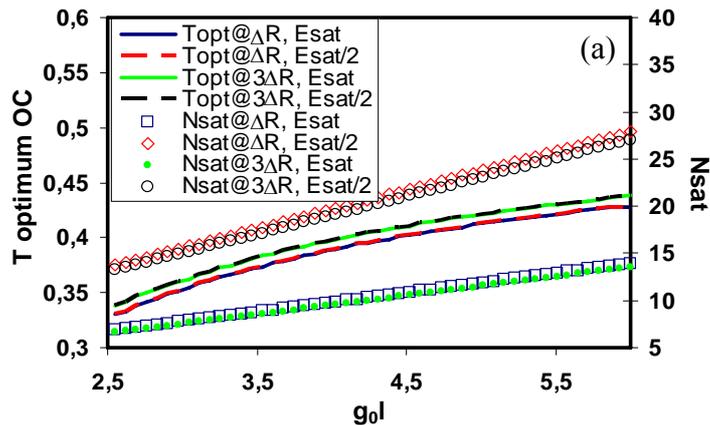


Figure 5.38 Illustration de la puissance en fonction de la durée des impulsions selon l'équation 5.35 en faisant varier le g_0l de 1 à 6. Les droites représentent différentes limites de saturations du SESAM. Les carrés sont nos résultats expérimentaux et le point, l'oscillateur de McDonagh [99].

A partir de ce résultat, nous nous sommes demandés s'il est théoriquement possible, d'atteindre la centaine de Watt et des durées d'impulsions plus courtes avec notre type d'oscillateur tout en étant au coupleur optimum en puissance. Nous avons considéré quatre cas : le SESAM avec la profondeur de modulation actuelle ΔR et l'énergie de saturation E_{sat} ($E_{sat} = F_{sat} * A_A$) actuelle ; ΔR et $E_{sat}/2$; $3\Delta R$ et E_{sat} et enfin $3\Delta R$ et $E_{sat}/2$. La Figure 5.39a illustre la transmission optimum du coupleur de sortie et le nombre de fois où le SESAM est saturé en variant le gain de 2,5 à 6 pour les quatre cas. Ce graphique montre pour cette augmentation de gain, la transmission du coupleur de sortie augmente d'environ 10%. Ce graphique montre aussi que dans tous les cas, la saturation du SESAM demeure à des valeurs raisonnables en dessous de 30 pour éviter le risque d'endommagement.

Partant de cette évaluation du coupleur optimum de sortie et de ces quatre mêmes cas, la Figure 5.39b illustre le résultat théorique de la puissance et de la durée de l'oscillateur pour le coupleur optimum en variant le gain de 2,5 à 6.



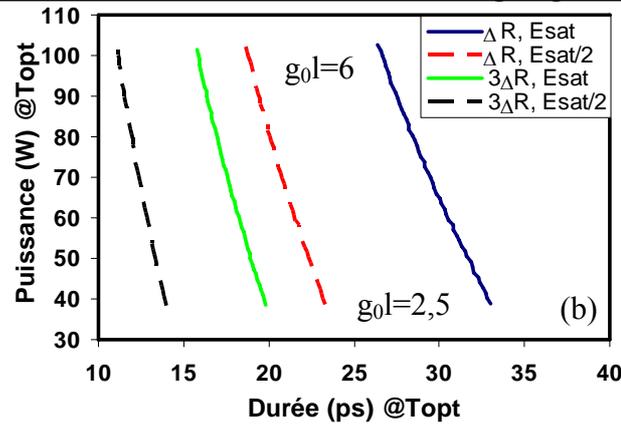


Figure 5.39 (a) Transmission optimum du coupleur de sortie et nombre de fois où le SESAM est saturé en fonction de g_0l ; (b) puissance et durée au coupleur optimum en puissance en faisant varier le g_0l de 2,5 à 6.

Ce graphique montre qu'il doit être possible d'atteindre la centaine de Watt au coupleur optimum avec des durées d'impulsions courtes inférieures à 20 ps en augmentant le gain et en jouant sur les paramètres liés au SESAM. Théoriquement, des durées inférieures à 20 ps avec notre oscillateur pourraient être atteintes en diminuant l'aire sur le SESAM et/ou en prenant un SESAM avec une profondeur de modulation plus grande.

Ces deux stratégies, diviser l'aire sur le SESAM d'un facteur supérieur à deux et avoir un SESAM avec un ΔR trois fois plus grand, ont été testées, tel que rapporté à la section 5.6.2. Contrairement à ce nous pourrions attendre, ces deux essais n'ont pas réussi à réduire la durée des impulsions. Pour expliquer ce résultat, il faut revenir à la définition de la réflectivité donnée par Grange [152] qui tient compte de l'absorption à deux photons. Celle-ci peut changer la profondeur de modulation du SESAM et la courbure de sa réflectivité (voir équation 3.1 et 3.2). Il est très difficile de déterminer l'importance de l'absorption à deux photons dans notre cas puisque nous ne connaissons pas le facteur d'absorption à deux photons dans notre SESAM. De plus, nous observons à l'œil une génération de seconde harmonique sur le SESAM en régime CML pouvant amener aux mêmes conséquences que l'absorption à deux photons. Donc, à coupleur constant, plus le SESAM est saturé, plus la profondeur de modulation effective du SESAM peut se trouver réduite. Dans ce cas, la durée des impulsions pourra être plus longue que celle attendue par le modèle et voire identique à la durée obtenue pour une faible saturation.

Dans le cas où les pertes sont réduites de manière importante, par exemple par le coupleur, l'absorption à deux photons et la génération de seconde harmonique n'arrivent pas à compenser la réduction de la durée des impulsions, car dans l'équation 5.35 les pertes sont prédominantes. Donc, afin de valider les limites exactes de validité de l'équation 5.35 des études plus poussées seraient nécessaires.

5.6.5 Conclusion

Nous avons donc réussi par une méthode simple à réduire la durée des impulsions de l'oscillateur en diminuant la transmission du coupleur de sortie. Nous avons constaté que l'oscillateur avec un coupleur de 8% délivrant des impulsions de 15 ps avec une puissance supérieure à 20 W semble être l'oscillateur le plus adapté pour nos applications.

Nous avons alors développé un modèle numérique qui tient compte des effets de l'absorbant saturable et du milieu de gain à chaque aller-retour de l'impulsion dans la cavité en présence d'une certaine puissance intra-cavité et d'un certain gain g_0l par aller-retour. Ce modèle permet de prédire l'évolution et l'état final de la durée des impulsions. La balance entre l'effet de rétrécissement des impulsions par l'absorbant saturable et l'élargissement temporel par le rétrécissement spectral par le gain donne la durée de l'impulsion de l'état final. Finalement, notre modèle numérique a réussi à bien reproduire nos données expérimentales de la durée des impulsions et de la puissance moyenne de sortie de l'oscillateur Nd:YVO₄ en fonction du coupleur de sortie. Ce modèle pourrait donc être utilisé pour prédire les caractéristiques de sortie d'un oscillateur picoseconde similaire.

Ensuite, nous avons réussi à dériver une solution analytique à partir de la théorie de Haus prédisant la durée des impulsions. Cette solution utilise une définition différente de Haus pour le gain de la cavité et le calcul de la puissance de sortie de l'oscillateur se fait par l'équation de Koechner. Cette solution analytique a également permis de reproduire correctement la durée des impulsions et la puissance expérimentales. Cette solution analytique pourrait donc également être utilisée pour prédire quantitativement les caractéristiques de sortie d'un oscillateur picoseconde similaire. Cette solution analytique a aussi permis de trouver qu'il serait possible d'avoir plus de puissance pour une même durée d'impulsion en ayant un plus grand gain.

5.7 Caractérisation de l'oscillateur avec le coupleur 8%

5.7.1 Puissance de sortie avec le coupleur 8%

La Figure 5.40 illustre la caractéristique de puissance de sortie de l'oscillateur pour un OC de 8% en transmission. La puissance maximale atteinte est de 21 W pour cette courbe (24 W ont été obtenus au maximum avec un meilleur alignement) avec une pente d'efficacité de 33% et une efficacité optique/optique maximale de 20%. Avec ce coupleur de sortie, la caractéristique en puissance montre rapidement un fléchissement de sa pente avec la puissance absorbée. Ce fléchissement est attribué à une charge thermique plus forte dans le cristal aux hautes puissances de pompe et avec une puissance moyenne intra-cavité plus importante (plus de 260 W intra-cavité) que dans le cas de l'oscillateur au coupleur optimum en puissance. Le seuil entre le fonctionnement CW et le fonctionnement QML se situe en dessous de 2 W de puissance de sortie alors que le seuil entre le fonctionnement QML et le fonctionnement CML se situe à environ 6 W de puissance de sortie. Avec ce coupleur de sortie, nous obtenons donc une très large plage de fonctionnement CML comparativement à un OC 33%.

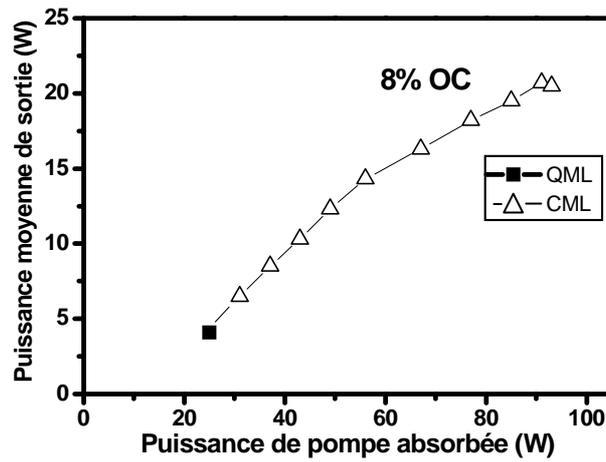


Figure 5.40 Puissance moyenne de sortie en fonction de la puissance absorbée en faisant varier le courant de pompe pour le coupleur de sortie (OC) de 8%. Les régimes QML et CML sont indiqués sur le graphique.

5.7.2 Mesure de M^2

Définition

La mesure la plus répandue de la qualité d'un faisceau laser, bien que ne caractérisant pas totalement sa qualité, est sa valeur de M^2 [56,57] (voir la section 5.1.2). Ce facteur peut être calculé à partir de l'évolution du rayon du faisceau laser dans la direction de propagation après focalisation par une lentille. La valeur de M^2 dans les directions x et y sont ensuite retrouvées à l'aide des formules suivantes :

$$W_x^2(z) = W_{0x}^2 + M_x^4 \left(\frac{\lambda}{\pi W_{0x}} \right)^2 (z - z_{0x})^2 \quad 5.37$$

$$W_y^2(z) = W_{0y}^2 + M_y^4 \left(\frac{\lambda}{\pi W_{0y}} \right)^2 (z - z_{0y})^2 \quad 5.38$$

L'indice « 0 » se rapporte à la taille (W_0) et à la position (z_0) au point focal du faisceau. W est la notation pour la taille du faisceau définie par :

$$W_x = 2\sigma_x \quad 5.39$$

où σ_x est la variance en x de la distribution radiale du faisceau. Par rapport à une distribution spatiale d'intensité du faisceau en $I(x,y,z)$, la variance est reliée au moment d'ordre deux par l'équation suivante :

$$\sigma_x^2(z) \equiv \frac{\iint (x - \bar{x})^2 I(x, y, z) dx dy}{\iint I(x, y, z) dx dy} \quad 5.40$$

Par analyse d'image, il est donc possible de remonter à la taille du faisceau réel mesuré et d'en calculer le M^2 par 5.37 et 5.38. Un faisceau parfait TEM₀₀ aurait une valeur de M^2 de 1,0.

Méthodes de mesure

Pour déterminer le M^2 , le faisceau est donc focalisé à l'aide d'une lentille convergente et la taille du faisceau est étudiée en fonction de la distance au point focal. Il existe différentes méthodes de mesures. L'une d'entre elles consiste à faire l'acquisition des images du faisceau à l'aide d'une caméra CCD autour du point focal de la lentille. Pour que les valeurs de M^2 soient précises, un certain nombre de points (entre 6 et 10) doivent être pris de part et d'autre du col du faisceau ainsi qu'un certain nombre de points (entre 5 et 10) dans le col du faisceau. Par ailleurs, afin de disposer de la pleine dynamique du CCD, il faut avoir le moins de bruits de fond possible sur la mesure. Nous avons écrit un programme sous MatLab pour effectuer l'analyse des images. Après soustraction du bruit de fond, l'analyse des images permet de calculer les moments d'ordre 2 à l'aide de l'équation 5.40 et ainsi de déterminer numériquement la taille du faisceau. Cette opération est répétée pour différentes positions par rapport au point focal. Enfin, le meilleur ajustement de la courbe décrivant la taille du faisceau en fonction de la position permet selon 5.37 et 5.38 de retrouver les valeurs de M^2 pour la direction x et y des faisceaux analysés.

Il existe aussi des appareils automatiques utilisant le même principe. Par exemple, le ModeMaster de la compagnie Coherent [182] mesure la taille du faisceau après focalisation par sa propre lentille. La différence avec la méthode précédente consiste en la mesure de la taille du faisceau à l'aide de couteaux rotatifs et elle s'effectue en temps quasi réel.

Résultats expérimentaux

Des premières mesures ont été faites selon la première méthode décrite plus haut avec une lentille de 40 cm de distance focale sur l'oscillateur avec le coupleur de sortie de 33% et délivrant 41 W de puissance moyenne et des impulsions d'une durée de 36 ps. Les résultats ont donné des M^2 en y et en x de 1,4 x 1,8. Par contre, les résultats sont différents avec l'oscillateur avec le coupleur de 8%. La Figure 5.41a illustre les tailles de chaque image en fonction de la distance au point focal, prise avec la caméra CCD, et la courbe de reconstitution de l'évolution de la taille calculée par notre programme MatLab en fonction de la position par rapport au point focal du faisceau pour cet oscillateur. L'image de la Figure 5.41b est une illustration du faisceau en champ lointain prise avec la caméra CCD montrant une très bonne qualité illustré également avec le profil vertical du faisceau ajusté par une gaussienne.

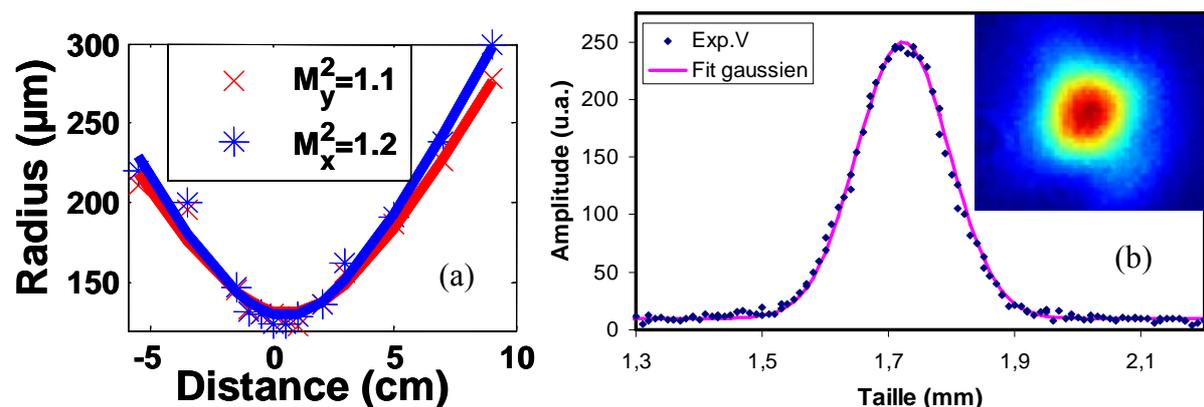


Figure 5.41 (a) Résultats des mesures de M^2 avec coupleur 8% ; (b) illustration du faisceau en champ lointain pris avec une caméra CCD pour l'oscillateur 24 W - 15 ps ainsi qu'un profil spatial dans l'axe vertical avec un ajustement de type gaussien.

5. Oscillateurs pompés longitudinalement Nd:YVO₄

La reconstitution de l'évolution de la taille permet de retrouver une valeur de M^2 de 1,1 dans la direction y et 1,2 dans la direction x . Le faisceau de l'oscillateur avec le coupleur 8% est donc presque à la limite de diffraction. Il présente seulement un léger astigmatisme d'environ 1,1.

Une mesure de M^2 de l'oscillateur avec le coupleur de sortie de 8% a également été prise quelques mois après celle illustrée à la Figure 5.41, à l'aide du ModeMaster de la compagnie Coherent [182]. Les résultats affichés sur l'appareil sont reproduits à la Figure 5.42 dans l'axe y pour l'image de gauche et dans l'axe x pour l'image de droite. Au moment de la mesure, l'oscillateur délivrait une puissance moyenne de 21 W pour 104 W de puissance de pompe et une eau de refroidissement à 15°C.

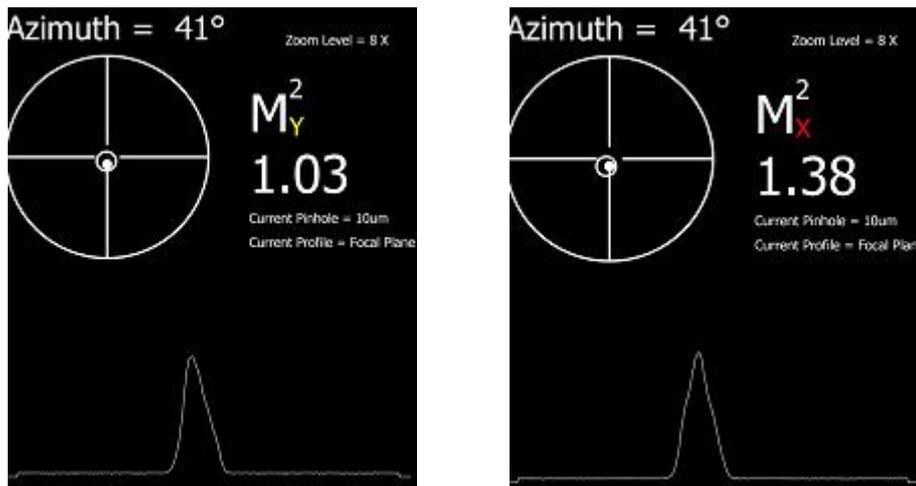


Figure 5.42 Résultats des mesures de M^2 avec le ModeMaster de Coherent [182], pour l'oscillateur 21 W - 15 ps.

Cette fois, les valeurs de M^2 calculées donnent 1,03 dans l'axe y et 1,38 dans l'axe x . Cette mesure confirme donc la très bonne qualité de faisceau de cet oscillateur dans l'axe y , mais cette fois, l'oscillateur possède un fort astigmatisme d'une valeur de 1,3. Comme l'angle sur les miroirs courbes, qui est une source d'astigmatisme, n'a pas fondamentalement changé entre les deux mesures de M^2 , il est probable que l'alignement du mode de la cavité par rapport à l'axe de la pompe soit plus mauvais que pour la première mesure de M^2 .²²

Le grand avantage de cet appareil est qu'il permet d'avoir une mesure du M^2 en temps presque réel, car un alignement est quand même toujours nécessaire pour garder le faisceau au centre du détecteur. Ainsi, un travail d'alignement plus soigné de cette cavité à l'aide de cet appareil permettrait sans doute de corriger en grande partie de la valeur de M^2 de l'axe x . La seule partie de l'astigmatisme non corrigeable à l'intérieur de la cavité sera due à l'astigmatisme induit par l'angle de 0,5° entre les deux faces du coupleur de sortie et l'angle d'incidence et le centrage du faisceau sur les trois miroirs courbes de la cavité. Tout astigmatisme résiduel pourrait aussi être compensé par une lentille cylindrique intra-cavité pour compenser celui provenant des miroirs courbes et par un prisme à l'extérieur de la cavité pour le coupleur prismatique.

Ces résultats montrent que l'oscillateur avec le coupleur de sortie de 8% possède une qualité de faisceau supérieure à l'oscillateur avec le coupleur de sortie de 33%. Cela s'explique sans

²² Les dernières mesures de M^2 avec le système WinCamD de Dataray ont permis d'obtenir des valeurs de 1.1 en x et en y .

doute par le fait que la thermique propre à l'oscillateur avec le coupleur de sortie de 8% est légèrement différente et plus adaptée à l'obtention d'un faisceau de meilleure qualité. Une qualité supérieure pourrait d'ailleurs sans doute être atteinte avec l'oscillateur avec le coupleur de sortie de 33%, mais en alignant la cavité avec plus de soin ou en changeant légèrement la position du SESAM. Cependant comme c'est l'oscillateur avec le coupleur de sortie de 8% qui semble le mieux adapté pour l'application, c'est sa qualité de faisceau qui compte. Comme elle est près de la limite imposée par la diffraction, la qualité de faisceau de cet oscillateur semble très bonne. Les mesures de bruits du chapitre 7 apporteront plus de précisions sur celle-ci.

5.8 Résumé et conclusion

En résumé, nous avons réussi à démontrer un oscillateur Nd:YVO₄ de forte puissance moyenne, à blocage de modes passif par SESAM, possédant une longueur d'onde de 1064 nm et un taux de répétition de 91 MHz. Le blocage de modes est stable et auto-démarrant. La biréfringence naturelle de ce laser assure une polarisation avec un rapport 10⁴:1. Cet oscillateur délivre une puissance moyenne maximale de 45 W avec des impulsions d'une durée de 32 ps.

Puis, nous avons étudié expérimentalement la réduction de la durée des impulsions de cet oscillateur. Nous avons réussi à démontrer des durées d'impulsions ajustables entre 46 ps et 12 ps, sans avoir recouru à la méthode la plus utilisée, le SHB, pour obtenir des impulsions courtes avec le Nd:YVO₄. Pour y arriver, nous utilisons une méthode très simple consistant à varier la transmission du coupleur de sortie tout en demeurant dans un régime stable de blocage de modes passif. Notre méthode utilise un changement physique du coupleur, mais un coupleur variable à l'intérieur de la cavité pourrait tout aussi bien être utilisé [188].

La comparaison avec les performances des autres oscillateurs Nd:YVO₄ a démontré que notre oscillateur comble le fossé entre les oscillateurs de faible puissance, mais de courte durée d'impulsion grâce au SHB, et les oscillateurs de forte puissance mais de longue durée d'impulsion sans SHB. Pour une durée d'impulsion allant de 12 ps à 32 ps, des puissances de sortie correspondantes de 15 W à 45 W ont été obtenues. Au meilleur de nos connaissances, nous avons donc démontré les oscillateurs Nd:YVO₄ les plus puissants dans cette gamme de durée d'impulsion. De plus, avec 12 ps, nous avons démontré l'oscillateur Nd:YVO₄ sans SHB avec les impulsions les plus courtes. Ainsi, nous avons réussi à diminuer la durée des impulsions par un facteur de presque quatre, avec une méthode très simple, afin d'atteindre la zone de durée d'impulsion requise pour nos applications.

La réduction de la durée des impulsions en fonction du coupleur de sortie a aussi fait l'objet de simulations numériques. Notre modèle a mis en évidence la balance entre les deux effets suivant : le rôle du rétrécissement par le gain et celui de la mise en forme de l'impulsion par l'absorbant saturable. Contrairement à de nombreux modèles existants, nos simulations ont permis de bien reproduire nos résultats expérimentaux concernant la durée des impulsions et la puissance moyenne de sortie de l'oscillateur Nd:YVO₄. Finalement, nous avons développé une solution analytique à partir du modèle de Haus pour permettre de prédire la durée des impulsions. Cette solution reproduit nos résultats expérimentaux et permettent d'envisager des solutions pour obtenir des oscillateurs puissants avec de courtes durées d'impulsions.

Enfin, comme l'application de production de rayonnement X par diffusion Thomson nécessite de la puissance et de courtes durées d'impulsions, l'oscillateur dans sa version avec un coupleur de sortie de 8%, nous semble être celui avec le meilleur compromis entre ces deux critères. Nous avons donc mesuré sa qualité de faisceau par une mesure de M^2 et obtenu une valeur inférieure à 1,2 et possiblement inférieure à 1,05.²² Ces résultats démontrent une excellente qualité de faisceau, ce qui devrait aider à obtenir une bonne efficacité de couplage dans le Fabry-Perot. Le vrai test pour pouvoir estimer le couplage resterait cependant la caractérisation de la puissance dans le mode TEM₀₀ par rapport à la puissance qu'il pourrait y avoir dans les modes supérieurs.

L'oscillateur Nd:YVO₄ a maintenant fonctionné pendant environ 400 heures, sans nécessiter d'ajustements majeurs, démontrant ainsi sa robustesse. Ainsi, avec sa longueur d'onde de 1064 nm, son taux de répétition de 91 MHz, sa puissance moyenne de sortie maximale de 24 W et sa durée d'impulsion de 15 ps, il satisfait tous les critères pour être l'oscillateur le mieux adapté pour la machine compacte de production de rayonnement X.

Chapitre 6 Doublage de fréquence et amplification

6.1 Doublage de fréquence

Afin d'augmenter l'énergie des photons pour le processus de diffusion Compton, il est nécessaire de procéder à leur doublage en fréquence. Le processus de la génération de seconde harmonique repose sur un processus non linéaire du matériau. Comme ce processus est largement utilisé, nous n'allons pas entrer dans les détails, mais seulement traiter des paramètres les plus importants.

6.1.1 Doublage et cristal doubleur

Le doublage en fréquence d'un laser ([68] p.377 et 766, [71] article « phase matching », [130] p.582 et suivantes), ou la division par deux de sa longueur d'onde, s'obtient à l'aide de matériaux ayant certaines propriétés non linéaires. A l'intérieur de ces milieux, deux photons à la fréquence fondamentale se combinent pour donner un photon ayant le double de la fréquence initiale. Dans ces matériaux, le processus varie selon le carré de l'intensité incidente et donc de l'énergie, de la durée et de la taille du faisceau dans le cristal doubleur.

Théoriquement, pour une puissance crête assez élevée, l'efficacité de conversion peut être de 100%. Cependant, pour atteindre de grandes valeurs d'efficacités, il faudrait avoir des faisceaux de profil de type rectangulaire (« flat top ») temporellement et spatialement. Par contre, dans la réalité, il y a plusieurs autres paramètres qui influencent l'efficacité de conversion comme par exemple pour le laser sa divergence, sa largeur de bande spectrale et pour le cristal doubleur sa valeur du coefficient non-linéaire, sa longueur, son acceptation angulaire, sa déviation en température et sa qualité. Par conséquent, les efficacités de conversion sont souvent seulement d'environ 50% et atteignent parfois 80% [99] ou plus en utilisant, par exemple, une cavité amplificatrice passive [201,202].

Toutefois, dans certains cas, comme pour [99], l'obtention d'une grande efficacité de doublage (80%), se traduit par une dégradation de la qualité de faisceau. Dans ce cas, la conversion du centre du faisceau sature contrairement aux ailes du faisceau. Pour n'obtenir aucune dégradation de la qualité de faisceau, l'efficacité doit être réduite en augmentant la taille du faisceau laser dans le cristal doubleur. Dans le même cas que précédemment, pour un laser picoseconde avec de fortes puissances crêtes, l'efficacité maximale est alors de 64% [127].

Afin d'obtenir du doublage de fréquence, il est nécessaire de respecter les conditions dites d'accord de phase qui se trouvent être des conditions d'accord d'indice entre les ondes génératrices et l'onde doublée en fréquence. Il existe deux type d'accord de phase :

- Accord de phase de type I : Lors de la génération de second harmonique, les deux ondes d'origine ont la même polarisation et l'onde résultante de la sommation de fréquences a la polarisation orthogonale. L'accord de phase est réalisé lorsque les ondes à la fréquence fondamentale et à la fréquence double voient le même indice de réfraction.
- Accord de phase de type II : les deux ondes d'origine ont une direction de polarisation orthogonales et l'onde résultante a l'une des deux polarisations. Dans ce cas, l'accord

de phase est réalisé pour le cas où l'indice de réfraction de la seconde harmonique est équivalent à la moyenne des deux indices des ondes originelles.

Par ailleurs, certains cristaux possèdent la propriété de pouvoir présenter un accord de phase dit non critique (NCPM pour « Non Critical Phase Matching ») selon certaines conditions. Contrairement à l'accord de phase critique, ces cristaux en NCPM sont moins sensibles aux angles du faisceau laser. De plus, contrairement aussi à l'accord de phase critique, les sphères des indices des axes ordinaire et extraordinaire sont tangentes ; il n'existe donc pas pour le NCPM de décalage spatial des ondes qui peut limiter leur zone d'interaction dans le cristal après une certaine longueur de propagation, diminuant ainsi l'efficacité de conversion. De même, dans le domaine spatial, il n'y a pas de différence de cheminement (« walk-off ») entre les ondes qui puisse limiter les longueurs de cristaux. Par contre, l'acceptance spectrale dans cette configuration est très faible limitant son usage à des impulsions nanoseconde ou picoseconde à spectre étroit. De plus, le NCPM ne se trouve que pour certains cristaux à certaines températures, souvent plus élevées que la température ambiante. Cela nécessite l'usage d'un four pour chauffer le cristal et un contrôleur de température pour stabiliser la température, puisque parfois de très faibles écarts de températures ont une grande influence sur l'efficacité de doublage.

Il se trouve que pour doubler en fréquence un faisceau à une longueur d'onde de 1064 nm, avec des durées d'impulsions de quelques picosecondes provenant d'un cristal de Nd:YVO₄, donc avec une faible largeur de bande spectrale, LBO est un cristal doubleur de type I NCPM largement utilisé. Une température de 149°C (régulé à +/-0,1°C) permet d'avoir un accord de phase non critique lorsque l'axe X du cristal doubleur est aligné sur l'axe optique du faisceau. Le four dont nous disposons, permet de maintenir des cristaux de 22mm à cette température. Le LBO possède aussi un autre avantage avec son seuil de dommage élevé de 2,5 GW/cm² (KDP : 0,5 ; KTP 0,5 ; BBO : 1,5 et LiNbO₃ : 0,1 GW/cm²) [130], ce qui en fait un excellent candidat pour le doublage de laser de forte puissance moyenne.

Tableau 6.1 Paramètres d'accord de phase du cristal de LBO (Lithium Triborate) type I NCPM [203]

Cristal	θ	ϕ	T°	Tolérance sur les paramètres (FWHM)		
				Angulaire	Thermal	Spectral
	°	°	K	mrad/cm	°C-cm	nm-cm
LBO 1064 nm	90	0	422	46	5,4	8,6

Afin d'obtenir le maximum d'efficacité de conversion, il est nécessaire de déterminer la taille du faisceau laser à l'intérieur du cristal [204,205]. Le graphique de la Figure 6.1 permet de voir le résultat de deux simulations de doublage selon deux modèles pour une puissance crête de 15 kW et une longueur de LBO de 22 mm. Ce graphique montre que la puissance crête de cet oscillateur 22W/15ps ne permet pas d'atteindre un maximum théorique de 100%, mais environ 90%. Il montre aussi que le rayon à obtenir dans le barreau pour avoir un maximum de conversion est d'environ 40 μ m. Réduire davantage la taille du faisceau mènerait à des déformations du faisceau réduisant l'efficacité de conversion comme le montre le modèle de Eimerl. Toutefois, il s'agit de trouver le meilleur compromis entre la focalisation et la longueur effective de doublage. Dans le cas présent, il s'agira de partir d'environ 40 μ m et de voir si une taille supérieure ou inférieure donnera une meilleure efficacité de conversion, tout en conservant une excellente qualité de faisceau.

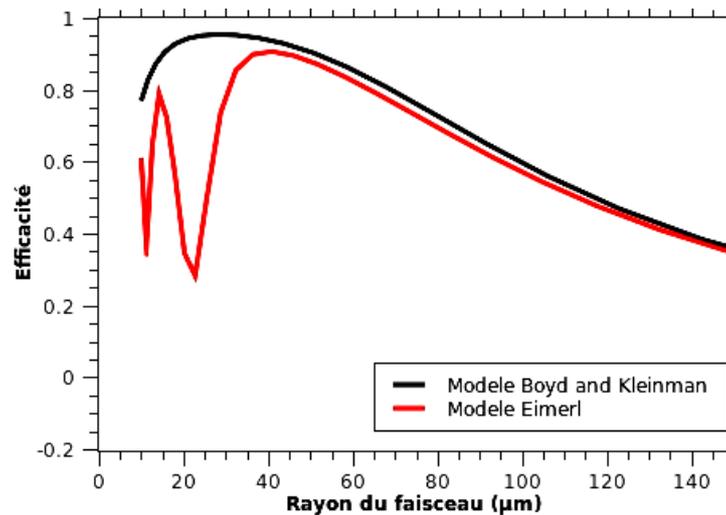


Figure 6.1 Simulation selon deux modèles [204,205] de l'efficacité de doublage pour une puissance crête de 16 kW en fonction du rayon du faisceau dans le cristal doubleur de LBO pour un cristal d'une longueur de 22 mm.

6.1.2 Résultats

Le doublage a été réalisé en focalisant la sortie de l'oscillateur (coupleur de sortie : 8%) avec une lentille plan-convexe ayant une longueur focale de 5 cm à l'intérieur du cristal de LBO, maintenu à une température de 149°C. Le cristal doubleur, fourni par Thales, possède un antireflet sur chaque face à 1047 nm et est d'une longueur de 22 mm. Après le cristal de LBO, la longueur d'onde fondamentale est séparée du faisceau doublé par deux miroirs dichroïques (HR 532nm ; HT 1064 nm). Le faisceau, avec une puissance moyenne de 23 W et une puissance crête d'environ 17 kW, a donc été focalisé à l'intérieur du LBO avec un rayon calculé d'environ 40 µm, permettant d'atteindre environ 1GW/cm² au centre du cristal, tout en ayant une intensité moindre au niveau des faces du cristal doubleur, pour éviter l'endommagement des couches anti-reflets.

La Figure 6.2a illustre un faisceau à 1064 nm avant conversion mesuré avec une caméra CCD. Le faisceau à 1064 nm de 23 W est déformé par les filtres de densité neutre devant la caméra. La Figure 6.2b est celle obtenue pour le faisceau doublé. Le faisceau semble légèrement déformé, mais il suit le comportement du faisceau fondamental qui est légèrement astigmatique. La puissance du faisceau à 532 nm est de 15,8 W équivalant à une efficacité de 68%.

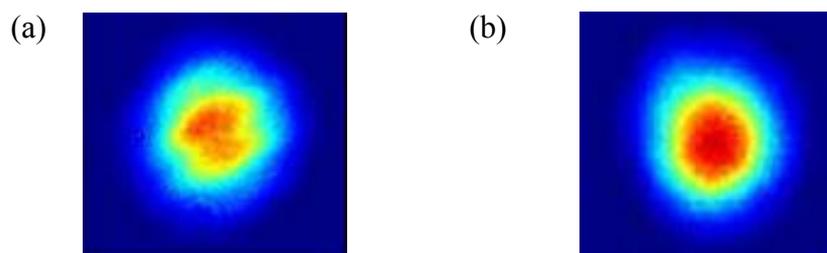


Figure 6.2 (a) Image du faisceau à 1064nm de l'oscillateur délivrant 23 W (déformée par les filtres de densité neutre devant la caméra) ; (b) du faisceau doublé à 532 nm donnant 15,8 W. ($P_p=108$ W, $T^{\circ}\text{eau}=15^{\circ}\text{C}$.)

Des tailles légèrement plus petites et plus grandes dans le cristal doubleur n'ont pas permis d'améliorer l'efficacité de conversion tout en conservant la même qualité de faisceau. De plus, l'absence de mesures de qualité de faisceau, en parallèle au doublage en fréquence, n'a pas pu permettre de voir si le M^2 de l'oscillateur était optimum pour une meilleure efficacité de conversion. Le contrôle de la température de refroidissement de la diode a seulement permis d'optimiser légèrement l'efficacité de conversion d'environ 2% en ne réglant rien d'autre sur l'oscillateur.

L'ajout d'un atténuateur variable composé d'une lame $\lambda/2$ et d'un polariseur avant le LBO a permis de tracer les courbes illustrées à la Figure 6.3 en ne faisant varier que la puissance à l'entrée du cristal doubleur. La Figure 6.3a illustre la puissance à 532 nm en fonction de la puissance à 1064 nm injecté dans le cristal de LBO. Nous pouvons voir, qu'à partir d'une puissance d'entrée supérieure à 10W, la puissance de doublage varie de manière quasi linéaire avec la puissance d'entrée. Ceci se reflète sur la Figure 6.3b où l'efficacité obtenue pour chaque point a été tracée en fonction de la puissance d'entrée. A partir de 10 W, on constate un fléchissement de l'efficacité de conversion qui tend lentement vers 70% à la puissance maximale.

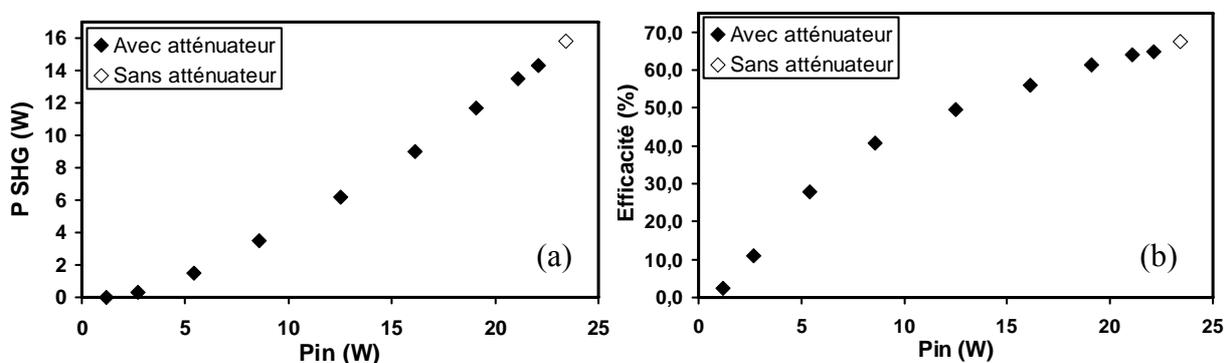


Figure 6.3 (a) Puissance à 532 nm ; (b) efficacité de conversion en fonction de la puissance injectée à 1064 nm dans le LBO. ($P_p=108$ W ; $T^{\circ}\text{eau}=16,5^{\circ}\text{C}$.) Dernier point (losange ouvert) : maximum obtenu sans atténuateur variable. ($P_p=108$ W, $T^{\circ}\text{eau}=15^{\circ}\text{C}$.)

6.1.3 Conclusion et perspectives

En doublant en fréquence notre oscillateur avec le coupleur de 8% en transmission, une puissance à 532 nm de 16 W pour une puissance à 1064 nm de 23 W a été obtenue pour une efficacité supérieure à 67% sans dégradation de la qualité du faisceau. Des mesures dynamiques de M^2 de la longueur d'onde fondamentale et doublé permettraient sans doute d'améliorer ces performances et de confirmer la qualité du faisceau doublé.

6.2 Amplification

L'oscillateur Nd:YVO₄ à blocage de modes peut être amplifié dans différents milieux de gain. Une amplification de Nd:YVO₄ a été démontrée dans des fibres dopées à l'Ytterbium, grâce à sa large bande de gain, donnant des puissances moyennes jusqu'à 51 W [206]. Nd:YAG a aussi été utilisé pour amplifier Nd:YVO₄ puisque les deux bandes de gain sont presque à la même longueur d'onde. Une puissance moyenne de 93 W a ainsi été obtenue après plusieurs étages d'amplification [207]. Cependant, l'amplification la plus efficace est bien entendu l'amplification dans le même milieu de gain. Une puissance de 80,5 W a été démontrée à l'aide d'amplificateurs Nd:YVO₄ à rebonds (« bounce amplifier ») [208]. Cependant, le système délivrant la plus forte puissance moyenne reste celui de McDonagh [99] avec ses 111 W dans un schéma d'amplificateur symétrique à son oscillateur Nd:YVO₄ délivrant 56 W de puissance moyenne.

Pour l'amplification, une structure de pompage radiale présente l'avantage de la facilité de mise en œuvre : il suffit de faire passer le faisceau d'injection de l'amplificateur au centre du barreau avec la bonne taille d'injection. Disposant d'une nouvelle tête de pompage radial, il était intéressant de tester l'amplification à l'aide de cette structure. D'un autre côté, cette structure n'admet pas des barreaux de Nd:YVO₄, puisqu'elle est conçue pour des barreaux d'une longueur de 6,3 cm. Les barreaux de Nd:YVO₄ ne peuvent pas encore atteindre cette longueur du fait des difficultés liées à la croissance des cristaux. Par conséquent, des barreaux de Nd:YAG doivent être utilisés.

A première vue, le Nd:YAG et le Nd:YVO₄ ont des émissions laser semblables à 1064 nm. En fait, la longueur d'onde du Nd:YAG est d'environ 1064,2 nm avec une largeur d'environ 0,45 nm et celle du Nd:YVO₄, de 1064,4 nm avec une largeur d'environ 0,8 nm. Traçant les spectres d'émission des deux matériaux, illustrés à la Figure 6.4, on s'attend tout de même à ce que l'amplification du Nd:YVO₄ dans le Nd:YAG présente un gain d'environ la moitié du gain du Nd:YAG dans le Nd:YAG, puisque le recouvrement des deux spectres est d'environ 50%. Donc, on peut s'attendre à ce qu'un gain de 2 pour du Nd:YAG dans du Nd:YAG (gain de la structure de pompage du chapitre 4) donne un gain d'environ 1,5 avec du Nd:YVO₄ dans du Nd:YAG. Une étude plus poussée considérant le décalage des raies en fonction de la puissance de pompe permettrait une évaluation plus précise de l'amplification possible à atteindre. Disposant d'une structure de pompage radial, un test d'amplification a quand même été réalisé afin d'évaluer le gain avec cette option.

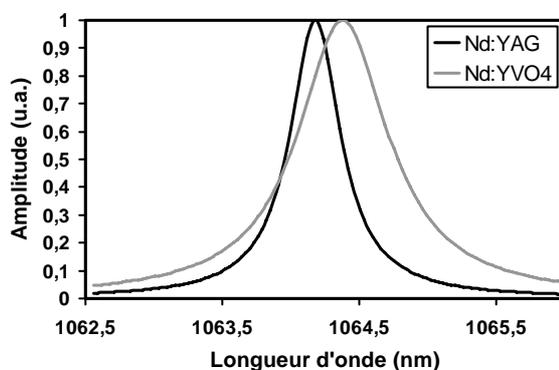


Figure 6.4 Illustration des spectres d'émission du Nd:YAG et du Nd:YVO₄.

6.2.1 Caractérisation de la DPCH 434

La structure de pompage utilisée pour l'amplification est du même type que celle utilisée pour l'oscillateur Nd:YAG, sauf pour le nombre de barrettes de diodes et la longueur d'onde d'émission des diodes. La structure de pompage utilisée pour réaliser l'amplificateur est composée d'un barreau de Nd:YAG cylindrique, dopée à 1,1 at.%, d'un diamètre de 4 mm et pompé par trois barrettes (au lieu de 5), comprenant 4 diodes chacune. La longueur d'onde d'émission se situe entre 789 et 790 nm, pour une température de refroidissement de 25°C à 50 A, puisque cette structure était dédiée au pompage de cristaux de Nd:YLF, dont le pic d'absorption se situe à cette longueur d'onde. Le Nd:YAG possède un pic d'absorption près de 792 nm et il est possible de pousser la longueur d'onde d'émission des diodes vers cette longueur d'onde, en refroidissant les diodes à une température de 30°C. L'absorption y sera nécessairement moindre puisque le pic d'absorption est de 3 fois inférieur à celui de la longueur d'onde standard de pompe de 808 nm. Afin de vérifier, les performances maximales de cette tête de pompage avec le Nd:YAG, une évaluation de sa puissance maximale en cavité courte a été effectuée.

Une cavité courte d'une longueur de 13,5 cm a été réalisée à l'aide d'un miroir plan et d'un coupleur de sortie plan de 18% de transmission. Là aussi, la lentille thermique d'environ 25 cm assure la stabilité de la cavité. Son mode fondamental, d'une taille d'environ 230 μm , est illustré en encart de Figure 6.5a. Cette petite taille de mode fondamental permet au laser d'osciller sur une grande quantité de modes transverses supérieurs permettant d'extraire un maximum de puissance de la cavité. La Figure 6.5a illustre la puissance de sortie de la cavité courte en fonction de la puissance de pompe des diodes pour une température de refroidissement des diodes de 30°C. La longueur d'onde des diodes est évaluée à 792,4 nm (moyenne des données de toutes les diodes) pour la puissance maximale des diodes de 425 W. Avec cette température de refroidissement et une puissance de pompe de 425 W, cette cavité donne une puissance maximale de sortie d'environ 85 W. Dans des conditions de refroidissement de 35°C, et avec un coupleur de 8%, la cavité courte a donné une puissance moyenne maximale de sortie d'environ 100 W pour une puissance de pompe d'environ 425 W, comme illustré sur la Figure 6.5b. Par conséquent et dans une première approximation, la puissance extraite maximale pourrait être d'environ 100 W.

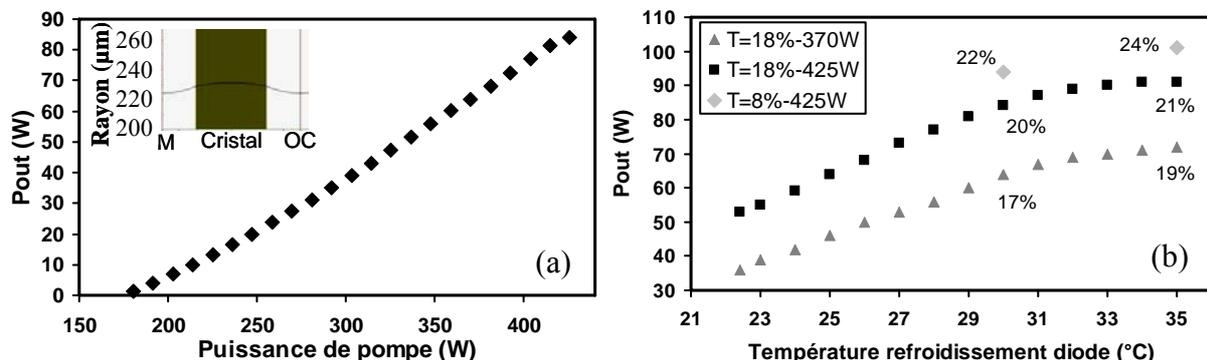


Figure 6.5 (a) – encart : simulation de la taille du TEM₀₀ dans une cavité courte avec lentille thermique de 25 cm ; (a) courbe d'extraction de la cavité courte pour une température de refroidissement de 30°C et un coupleur de sortie de 18% ; (b) optimisation de la puissance de sortie avec la température de refroidissement des diodes.

Ensuite, pour évaluer les capacités d'amplification par passage de cette structure de pompage, une évaluation du gain a été réalisée à l'aide de la méthode de Findlay et Clay [209] (voir aussi [130], p.110). Cette méthode consiste à tracer $-\ln R$, où R est la réflectivité du coupleur de sortie, en fonction du seuil de la puissance de pompe laser pour différents coupleurs de sortie. La demie pente K multipliée par la puissance maximale de pompe permet alors d'évaluer le gain g_0l selon :

$$g_0l = P_{pompe} \times K/2 \quad 6.1$$

où K est la pente de $-\ln R$ en fonction du seuil laser. La Figure 6.6a illustre les résultats d'extraction de la cavité courte pour différents coupleurs, en fonction de la puissance de pompe. On y voit que les puissances de pompe seuil varient selon la valeur du coupleur. Le graphique de $-\ln$ Réflectivité du coupleur de sortie en fonction de la puissance de pompe permettant d'atteindre le seuil de fonctionnement de la cavité courte est tracé sur la Figure 6.6b. Les graphiques ont été obtenus pour une température de refroidissement de 30°C, sauf pour le point à 100 W, pour une température de refroidissement non conseillée de 35°C et conservée seulement quelques minutes.

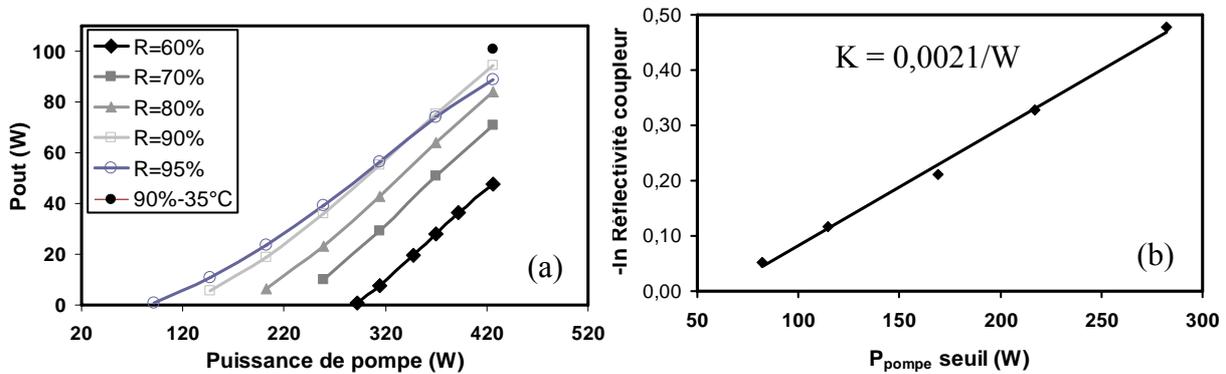


Figure 6.6 (a) Puissance moyenne de la cavité courte en fonction du courant de pompe pour différents coupleurs de sortie ; (b) $-\ln$ (réflectivité du coupleur) en fonction de la puissance de pompe seuil pour chaque coupleur.

L'équation 6.1 et la Figure 6.6b permettent d'obtenir, pour une puissance d'environ 425 W de pompe (55A), un g_0l de 0,45 soit un gain maximum de 1,56 par passage pour l'amplification de Nd:YAG dans le Nd:YAG.

Par conséquent, comme les spectres du Nd:YAG et du Nd:YVO₄ ne se recouvrent que sur environ 50%, on peut s'attendre à un gain d'environ 1,28.

6.2.2 Amplification du Nd:YVO₄ dans le Nd:YAG

La divergence du faisceau

La Figure 6.7 montre le diamètre à $1/e^2$ du faisceau laser sortant de l'oscillateur de 40 W en fonction de la distance à partir de la face extérieure du coupleur de sortie. Il permet de déterminer une divergence de 3,6 mrad de l'oscillateur. La distance à laquelle il faudra se placer pour amplifier en fonction de la taille souhaitée dans le cristal de Nd:YAG sera inférieure à 40 cm.

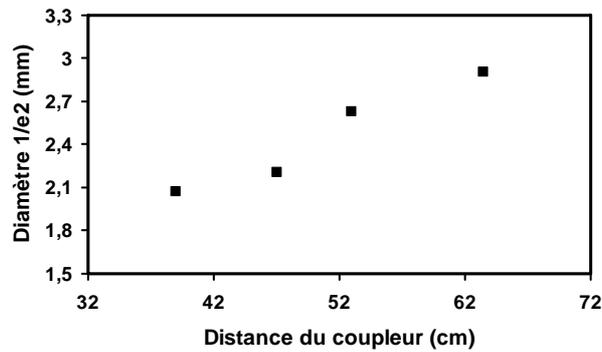


Figure 6.7 Taille du faisceau de sortie de l'oscillateur de 40W en fonction de la distance du coupleur de sortie.

Amplification de l'oscillateur avec le coupleur de sortie de 33%

La structure de pompage est placée à une distance comprise entre 30 et 40 cm pour obtenir deux tailles différentes, estimées à 1,4 et 2,1 mm à $1/e^2$ dans le barreau. En envoyant directement le faisceau de l'oscillateur dans la DPCH, l'amplification a été très simplement réalisée. La Figure 6.8a a été obtenue en pompant l'amplificateur à pleine puissance (425 W pour 55 A) et en mesurant la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée. Celle-ci est changée en variant la puissance de pompe de l'oscillateur. La puissance maximale obtenue est de 50,5 W pour une taille de faisceau de 2,1 mm pour une puissance injectée de 41 W. La puissance extraite est donc d'environ 10 W alors que la cavité courte montrait une capacité totale d'environ 100 W. La puissance de l'amplificateur Nd:YAG n'est pas totalement extraite par l'oscillateur Nd:YVO₄ pour deux raisons : la taille du mode est limitée par rapport à la surface totale du barreau qui est pompé (rapport de 28%) et par le fait que le spectre de gain des deux matériaux ne sont pas parfaitement recouverts l'un par l'autre.

De la Figure 6.8b, où le gain en fonction de la puissance d'entrée a été tracé pour deux diamètres, nous observons que, le mode le plus grand dans le barreau de Nd:YAG donne un gain supérieur au mode plus petit. Avec une taille de 2,1 mm le gain net est de 1,32 aux faibles puissances d'injection et sature vers 1,24 pour l'oscillateur à pleine puissance. Pour augmenter le gain, il serait alors possible d'augmenter encore la taille du faisceau d'injection. Cependant, pour éviter les risques de faire fondre les joints isolant la partie refroidie par eau, cette solution n'a pas été mise en œuvre. Par ailleurs, afin de tronquer les ailes du faisceau gaussien d'entrée et permettre un mode d'injection plus grand, mettre un diaphragme d'un diamètre inférieur à celui du barreau devant ce dernier pourrait augmenter le gain mais la diffraction pourrait également nuire à la qualité du faisceau.

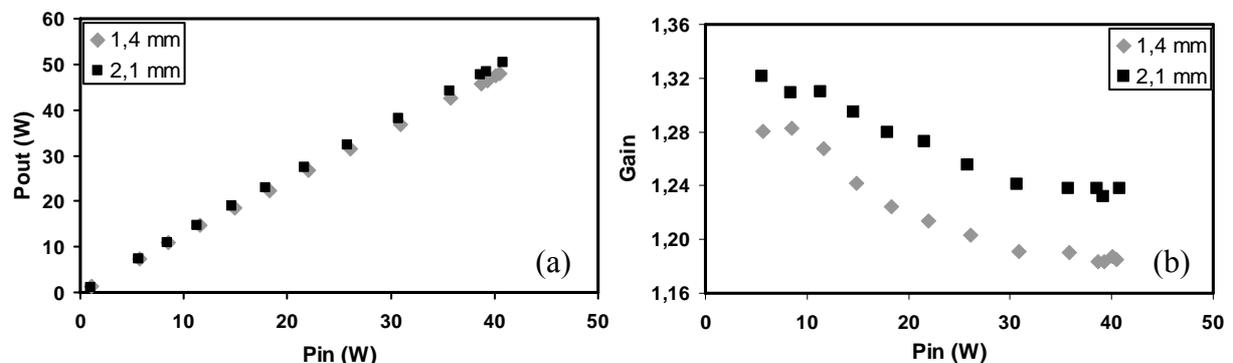


Figure 6.8 Pour deux tailles différentes de faisceau à l'entrée de l'amplificateur et un coupleur de 33%, (a) puissance de sortie en fonction de la puissance injectée ; (b) gain de l'amplification en fonction de la puissance d'entrée.

D'après ces résultats, une amplification à deux structures de pompage identiques peut être imaginée. Un cristal de quartz refroidi serait installé entre les deux structures de pompage afin de compenser la dépolarisation induite par la thermique dans la DPCH. Considérant le pourcentage d'occupation d'un faisceau d'un diamètre de 2.1 mm et le défaut quantique, l'extraction maximale dans chaque tête de pompage est de 87 W. Comme la fluence de saturation du signal est de $0,06 \text{ J/cm}^2$ et que la fluence de saturation du Nd:YAG est de $0,332 \text{ J/cm}^2$, nous pouvons aussi considérer que l'amplification est en régime linéique. Comme, l'extraction de puissance avec un passage dans une structure de pompage est faible comparativement à la puissance disponible, il serait donc possible d'effectuer deux passages dans chaque tête et d'extraire quasiment autant de puissance au premier qu'au second passage. Si on ne tient pas compte de l'extraction du premier passage dans la tête, deux passages dans chacune des deux têtes d'amplification permettrait alors d'atteindre une puissance maximale de 95 W ($41 \cdot 1,24^4$) à une longueur d'onde de 1064 nm pour un diamètre de faisceau de 2,1 mm et un amplificateur sans pertes. Avec une efficacité de conversion de second harmonique de 67% tel qu'obtenu à la section 6.1, ce laser pourrait donner environ 63 W à une longueur d'onde de 532 nm.

Amplification de l'oscillateur avec le coupleur de sortie de 8%

Comme l'oscillateur délivrant une puissance moyenne de sortie de 24 W est le plus adapté à l'application, grâce à sa durée d'impulsion plus courte, nous avons effectué les mêmes expériences que précédemment comme illustré sur la Figure 6.9. Pour une taille de faisceau à l'entrée de l'amplificateur de 2,1 mm, une puissance maximale de 30 W est atteinte pour une puissance injectée de 24 W. Ceci correspond à une puissance extraite maximale de 6 W pour une puissance de pompe de 425 W alors que la puissance extraite maximale était de 10 W pour l'oscillateur délivrant 41 W.

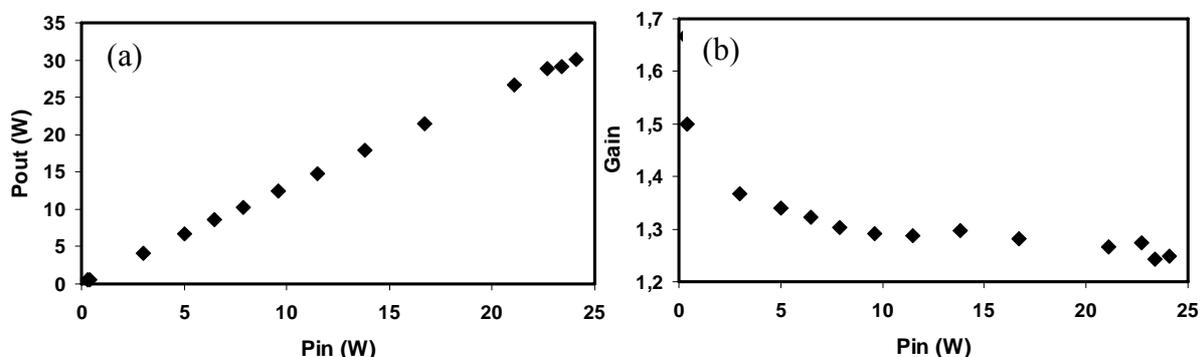


Figure 6.9 (a) Puissance de sortie en fonction de la puissance injectée ; (b) gain de l'amplification en fonction de la puissance d'entrée pour une taille de 2,1 mm à $1/e^2$ à l'entrée de l'amplificateur et un coupleur de 8%.

Par ailleurs, le gain aux faibles puissances d'injection démarre autour de 1,7 pour finir à environ 1,25 avec 24 W injecté. Ceci correspond à la valeur obtenue précédemment à la même puissance injectée. Dans les deux cas, les résultats expérimentaux confirment la valeur du gain théorique atteignable par l'amplification de Nd:YVO₄ dans Nd:YAG estimé à 1,25 pour un recouvrement des spectres d'émission laser d'environ 50%.

De la même façon qu'avec le coupleur de 33%, une amplification à deux structures de pompage transverse permettrait d'obtenir un maximum de 58 W ($24 \cdot 1,25^4$) à une longueur d'onde de 1064 nm, pour un diamètre de faisceau de 2,1 mm et un amplificateur sans pertes.

Ce laser, avec la bonne durée d'impulsion donnerait une puissance doublée d'environ 39 W (67% d'efficacité de conversion), soit environ 20% en dessous de l'objectif initial. Considérant une réduction du gain par le premier passage de chaque tête, la puissance obtenue serait d'environ 56 W avec un faisceau d'un diamètre de 2,1 mm et un amplificateur sans pertes. Pour extraire la totalité de la puissance dans chacune des deux têtes laser, il faudrait effectuer environ 15 passages dans chacune d'elle avec le même diamètre et toujours sans pertes. Cependant, afin d'atteindre les objectifs en puissance, il existe d'autres alternatives plus simples à réaliser tel qu'exposé à la section 6.2.3.

6.2.3 Conclusion et perspectives

Le doublage de fréquence de l'oscillateur avec le coupleur de 8% en transmission a donné une puissance à 532 nm de 16 W pour une puissance à 1064 nm de 23 W correspondant à une efficacité supérieure à 67% sans dégradation de la qualité du faisceau.

Par ailleurs, l'amplification du Nd:YVO₄ dans le Nd:YAG par une structure de pompage radial ne donne pas des facteurs d'amplification supérieurs à 1,25 à pleine puissance avec cet oscillateur. Ces résultats quelque peu décevants nous ont fait abandonner cette option d'amplification qui pour être intéressante aurait requis un schéma d'amplification multi-passage incluant la gestion de la lentille thermique et de la dépolarisation. Ce faible gain et le fait que le faisceau à la sortie de la structure de pompage subit une rotation de la polarisation induite thermiquement ont fait que nous n'avons pas testé le doublage après amplification. Par ailleurs, nous savons qu'il existe d'autres stratégies d'amplification bien connues et maîtrisées. Outre l'option d'un amplificateur multi-passages, afin d'obtenir un plus grand facteur d'amplification deux stratégies sont envisagées : essayer de caler la longueur d'onde d'émission du Nd:YVO₄ sur celle du Nd:YAG ou bien amplifier l'oscillateur Nd:YVO₄ dans un amplificateur Nd:YVO₄.

La première solution peut être réalisée à l'aide d'un étalon Fabry-Perot intra-cavité à faces traitées avec un certain pourcentage de réflexion possédant une inclinaison par rapport au faisceau laser [210]. La longueur d'onde transmise est alors fonction du degré d'inclinaison de l'étalon. Cependant, l'introduction d'un étalon dans la cavité pourrait causer des pertes supplémentaires, causant un allongement de la durée des impulsions et possiblement plus de bruits. Afin de décaler la longueur d'onde d'émission du Nd:YVO₄, il serait aussi possible de changer la température de refroidissement du cristal [211]. Cette méthode permet de changer la longueur d'onde d'émission du Nd:YVO₄ de 1063,9 nm pour une température du cristal à 1,3°C, jusqu'à 1064,5 nm pour 100°C. Le contrôle de la température permet de faire bouger la bande de gain et la fréquence du laser selon un facteur de -1,4 GHz/K. Dans le cas d'un laser monomode transverse, l'inconvénient du changement de la température de refroidissement du cristal pourrait être de changer la lentille thermique et par la même occasion de risquer de dégrader la qualité du faisceau par l'apparition de modes supérieurs.

La seconde solution est celle qui présente le moins d'inconvénients. En effet, comme l'a démontré McDonagh [99,127] dans un régime d'amplification en extraction de puissance, la réalisation d'un amplificateur basé sur un schéma symétrique à l'oscillateur permettrait d'extraire avec un seul passage autant de puissance que pour l'oscillateur avec le coupleur optimal en puissance. Ainsi, l'amplification de l'oscillateur délivrant 23 W avec une puissance extraite de 45 W dans un étage d'amplification en régime d'extraction de puissance pourrait donner un faisceau amplifié d'environ 68 W avec un seul passage (gain ≈ 3). Ce laser, avec la bonne durée d'impulsion de 15 ps, donnerait une puissance doublée d'environ 45 W.

6. Doublage et amplification

Additionner deux amplificateurs identiques Vanadate, au prix d'une gestion attentive de la lentille thermique et de la qualité de faisceau, permettrait d'atteindre 75 W de puissance moyenne à une longueur d'onde de 532 nm. Finalement, additionner un amplificateur Vanadate symétrique à l'oscillateur et, par exemple, un passage dans une tête Nd:YAG permettrait aussi d'atteindre les objectifs visés avec environ 83 W à 1064 nm, mais ce faisceau serait fortement dépolarisé. L'addition d'une seconde tête de pompage avec retournement de la polarisation entre les deux têtes par un cristal de quartz refroidi permettrait aussi d'atteindre les objectifs de puissance du faisceau doublé en fréquence ($\approx 72\text{W}$).

En conclusion, une solution d'amplification du Vanadate dans du Vanadate sera privilégiée afin d'atteindre une puissance supérieure à 65 W à une longueur d'onde de 1064 nm, pour ensuite atteindre une puissance moyenne de 45 W à une longueur d'onde de 532 nm avec une efficacité de conversion vers la seconde harmonique de plus de 65 %.

Chapitre 7 Mesures des bruits d'un oscillateur laser

Comme nous l'avons vu au second chapitre, les bruits d'un oscillateur laser ont de nombreuses origines. Il existe autant de méthodes que de caractéristiques physiques à mesurer : des méthodes simples à partir d'un détecteur d'intensité et d'un analyseur de spectre [86,87,212,213,214], des méthodes d'analyse de signaux plus complexes [80,83], des méthodes de comparaisons entre deux lasers [76,87]... Toutes ses méthodes permettent d'obtenir une courbe de bruits, la densité spectrale de puissance (DSP) en fonction de la fréquence, dont l'intégration sur une certaine plage de fréquence permet d'en calculer la valeur RMS.

Par ailleurs, nous avons vu que le bruit d'un laser pourra affecter son couplage et l'empilement des impulsions dans une cavité Fabry-Perot. Afin de corriger certains bruits laser, un système d'asservissement entre les deux cavités doit être utilisé. Cependant, l'asservissement possède ses propres contraintes. Par exemple, il ne peut pas stabiliser une cavité à des fréquences supérieures à 10 kHz. C'est pourquoi, le laser recherché doit posséder le moins de bruits possible au-delà de 10 kHz. Ce laser devra aussi avoir le moins de bruits possible sous 10 kHz, afin de ne pas trop solliciter la boucle d'asservissement. Comme nous ne connaissons pas les valeurs de bruit à atteindre afin d'avoir les meilleurs performances sans asservissement, nous allons alors comparer les bruits de notre laser avec ceux de d'autres lasers commerciaux ou de fabrication maison.

Ce chapitre porte sur les mesures des bruits de différents oscillateurs et en particulier des oscillateurs Nd:YVO₄ développés dans les chapitres précédents. Les comparaisons entre oscillateurs permettront de tenter d'identifier certains bruits dans le but de les réduire. L'effet d'un doublage en fréquence sur le bruit à la fréquence de répétition sera également étudié. L'analyse du bruit de gigue temporelle sera effectuée en utilisant la méthode de von der Linde [86]. Enfin, des mesures de la variation de la fréquence de répétition au cours du temps seront réalisées. Elles permettront de prévoir le type d'asservissement nécessaire pour l'oscillateur Nd:YVO₄ le plus adéquat à nos applications.

7.1 Spectres de bruit

7.1.1 Spectres radiofréquences

Comme les spectres de bruits sont reconstitués à partir de spectres radiofréquences, ceux-ci ont d'abord été étudiés.

Méthodes de mesure

Pour avoir accès au spectre radiofréquences (RF) des oscillateurs, nous avons utilisé deux méthodes. La première consiste à utiliser une photodiode rapide pour détecter le train

d'impulsion combinée à un oscilloscope numérique rapide. Le spectre RF est calculé par l'oscilloscope en faisant la transformée de Fourier rapide (FFT : « Fast-Fourier Transform ») du signal détecté. Cette méthode permet d'avoir accès à une grande plage de fréquences, mais elle est limitée par l'échantillonnage et la profondeur de conversion analogique-numérique. Par conséquent, le contraste est limité à environ 60 dBm et il n'est pas possible d'avoir accès aux basses fréquences.

La seconde méthode consiste à utiliser à la place de l'oscilloscope numérique un analyseur de spectre ou analyseur de signaux pour avoir le spectre RF. Dans le cas d'un analyseur de spectre à balayage, l'analyse sur différentes bandes de fréquences est faite séparément. Elle est réalisée en utilisant un filtre passe-bande glissant ou par la multiplication avec un oscillateur à fréquence variable. Dans le cas d'un analyseur de spectre à temps réel, l'analyse fréquentielle résulte de la conversion simultanée du signal sur toute la bande de fréquences. Elle est réalisée en utilisant plusieurs filtres passe-bande ou par analyse FFT en convertissant le signal dans le domaine fréquentiel. Cet appareil permet un meilleur contraste et l'accès aux basses fréquences, mais la fenêtre spectrale maximale est limitée et son coût est plus élevé qu'un celui d'un oscilloscope.

Exemples de spectres RF : régimes CW, QML et CML

Voici quelques exemples d'informations qu'il est possible d'extraire de l'analyse de différents spectres acquis avec un analyseur de spectre. La Figure 7.1 illustre les spectres radiofréquences de différents oscillateurs Nd:YVO₄, pour une plage de 1 MHz et une résolution de 2 kHz. Les spectres ont été acquis avec une photodiode en silicium ayant un temps de montée de 1 ns et un analyseur de spectre à temps réel de la compagnie Tektronix (RSA-« real-time spectrum analyzer » 3408B). Figure 7.1a montre le spectre d'un oscillateur de 40 W avec un coupleur de sortie (OC) de 33% en régime CW. Le spectre de la Figure 7.1b est celui d'un oscillateur avec un OC de 33% au seuil du régime QML à une puissance de sortie de 29 W. Les deux spectres suivants sont ceux d'oscillateurs CML avec un OC de 33% délivrant 39 W et un OC de 8% délivrant 21 W, tous deux obtenus avec une puissance de pompe de 105 W.

Ces spectres montrent bien les différences entre les trois modes de fonctionnement de l'oscillateur. La première observation est que tous les spectres montrent un pic à la fréquence de répétition de l'oscillateur, soit 90,65 MHz. Dans le premier spectre en fonctionnement CW, le contraste pour ce pic central est faible avec environ 40 dBm, contrairement aux autres oscillateurs avec environ 80 dBm. Ensuite, le spectre en fonctionnement QML présente trois pics importants de chaque côté du pic principal. La base du pic central du spectre QML est plus élevée que la base du troisième pic, comme on peut le voir à l'aide de la ligne pointillée ajoutée sur la Figure 7.1b. Ce surplus de signal aux basses fréquences autour du pic central pourrait illustrer que tous les modes ne sont pas bloqués en phase [86]. Finalement, pour les oscillateurs en CML, la base du pic principal atteint immédiatement le minimum de signal, la ligne pointillée, à environ -115 dBm.

Les spectres CML présentent un seul autre pic de chaque côté du pic principal, plus ou moins bien atténué. Il s'agit du pic des oscillations de relaxation (OR). L'origine de ces pics a déjà été abordée à la section sur les bruits laser (2.2.2). La section suivante exposera plus en détail les informations que l'on peut extraire. Les pics des oscillations de relaxation sont aussi présents sur le spectre QML et ils peuvent être identifiés comme les pics les plus importants en amplitude après le pic à la fréquence de répétition, soient les deuxièmes pics de chaque côté du pic central. Les autres pics sont en fait des harmoniques de la fréquence de répétition de l'enveloppe de QML. Le spectre sur une fenêtre de 1 MHz permet donc d'identifier le régime de fonctionnement de l'oscillateur, et d'étudier les pics des oscillations de relaxation.

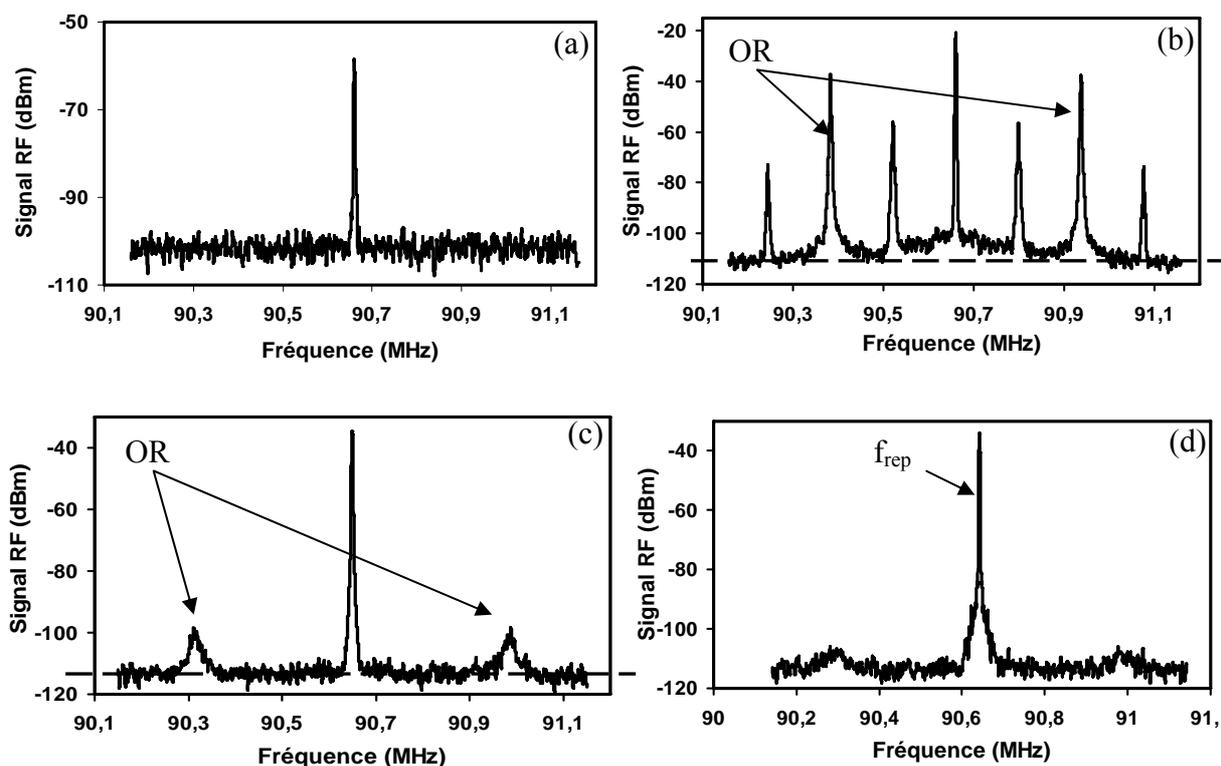


Figure 7.1 Spectre radiofréquence de l'oscillateur Nd:YVO₄ : en fonctionnement (a) CW-40W ; (b) QML-29W ; (c) CML pour un coupleur de sortie de 33%-39W ; (d) CML pour un coupleur de sortie de 8%-21W, fenêtre de fréquence de 1 MHz, résolution 2kHz.
OR= pic des oscillations de relaxation

Si le spectre RF de l'oscillateur est observé sur une fenêtre de fréquence plus large, il est possible d'y voir de nouvelles informations. A la Figure 7.2, sont illustrés des spectres RF de l'oscillateur Nd:YVO₄ avec le coupleur optimum en puissance de 33%, pour des fenêtres en fréquences de 20 MHz et de 200 MHz. Avec ces fenêtres, il est possible de bien visualiser la présence ou non de pics apparaissant aux fréquences supérieures à la limite des spectres de la figure précédente, soit 500 kHz.

Un spectre, avec une fenêtre de fréquence de 20 MHz (largeur de résolution RBW²³ 20 kHz), est illustré à la Figure 7.2a pour un fonctionnement QML avec 29 W de puissance moyenne. La Figure 7.2b montre un spectre avec la même fenêtre de fréquence pour l'oscillateur CML délivrant 40 W. En dessous, sont illustrés deux spectres mesurés avec un analyseur de signal Agilent (MXA Signal Analyser N9020A 20Hz-8,4GHz), appareil qui n'est pas à temps réel et permet des mesures sur une plus grande fenêtre de fréquence. Le spectre (c) est obtenu avec une fenêtre de 20 MHz (RBW 20 kHz) et le spectre (d), une fenêtre de 200 MHz (RBW 51 kHz). Ces spectres ont été acquis avec l'oscillateur délivrant 40 W et pompé à 109W, mais pour un alignement différent du spectre illustré en (b).

Le spectre QML (a) présente de nombreux pics, autres que celui à la fréquence de répétition, tandis que le spectre CML (b) en possède moins. Pour une même fenêtre en fréquence et pour un alignement différent, le spectre (c) ne présente plus que les pics des oscillations de relaxation autour de la fréquence de répétition. A la vue de cette mesure, cette cavité laser est moins bruitée et elle semble optimisée puisque exempte de pics de bruit outre que ceux des oscillations de relaxation. Par contre, si l'acquisition couvre une plus grande fenêtre, comme sur le spectre (d), des petits pics secondaires, autres que les plus grands pics aux extrémités des harmoniques de la fréquence de répétition, sont révélés. La cavité n'est donc pas exempte

²³ RBW : « resolution bandwidth ».

de bruits aux hautes fréquences. Afin de caractériser correctement le bruit d'une cavité laser, il apparaît donc indispensable d'effectuer la mesure non seulement sur les petites plages de fréquences mais aussi sur les grandes. Ainsi, outre le fait, qu'il est une fois de plus facile de différencier un régime de fonctionnement QML et CML, il apparaît que l'alignement influence l'obtention ou non de différents pics de bruits aux fréquences supérieures à 5 MHz et parfois supérieures à 20 MHz. L'origine de ces pics aux hautes fréquences sera discutée ultérieurement. En fait, il s'avère, et ce sera confirmé aussi plus loin, que l'analyseur de spectre est un excellent outil d'aide à l'alignement d'une cavité laser.

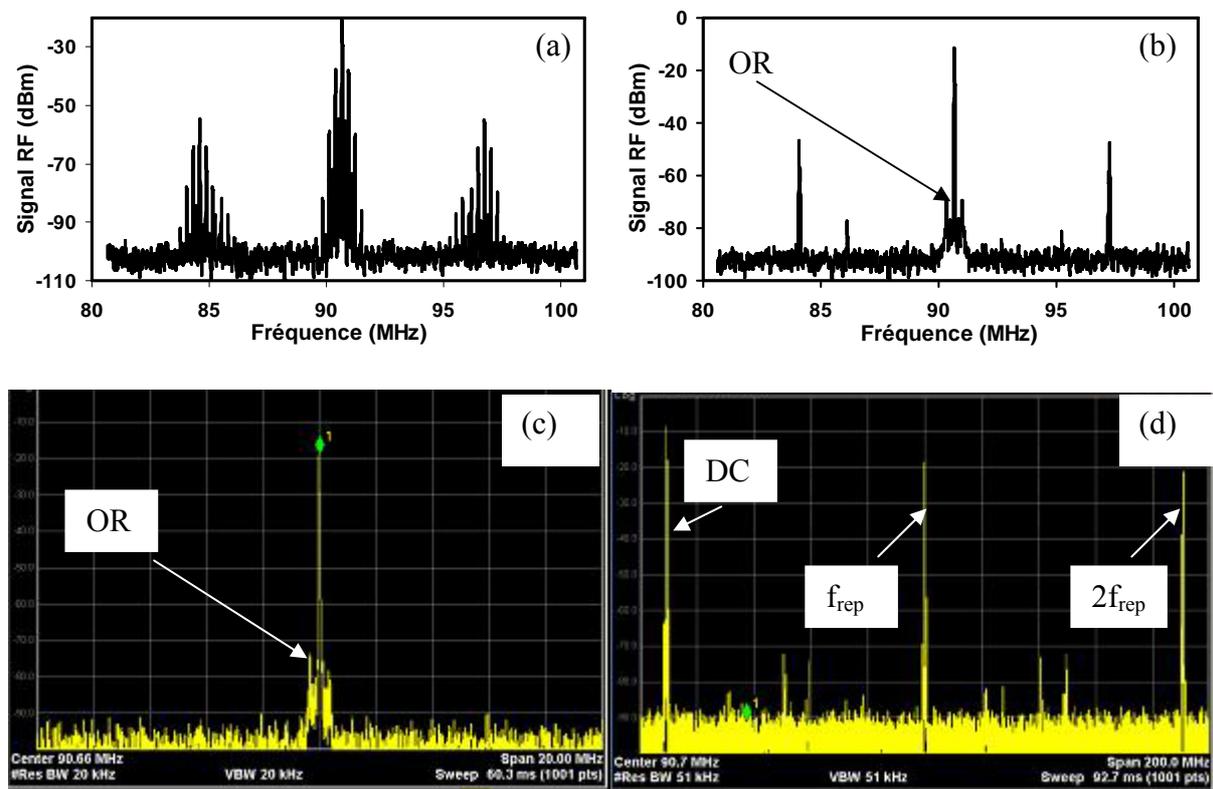


Figure 7.2 Spectres (a) QML-29W et (b) CML-40W avec une bande de 20 MHz et une résolution de 20 kHz mesurés avec le RSA-3408B de Tektronix ; (c) CML-40W avec une bande de 20 MHz (RBW 20kHz et 10dB/div) et (d) 200 MHz (RBW 51kHz et 10dB/div) mesurés avec le MXA de Agilent.
OR= pic des oscillations de relaxation

Exemples de spectres RF : le pic des oscillations de relaxation

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les spectres RF permettent de visualiser les pics des oscillations de relaxation dont la fréquence dépend du gain du laser, de la longueur de la cavité, du temps de vie du niveau supérieur laser et des pertes de la cavité. La Figure 7.3 illustre un spectre RF de l'oscillateur Nd:YVO₄, délivrant 40 W de puissance moyenne (OC 33%), avec une plage de 2 MHz et une résolution de 51 Hz, mesuré avec le MXA de Agilent et une photodiode ayant 1 ns de temps de montée. Le pic central au taux de répétition du laser est entouré de deux pics espacés d'environ 350 kHz correspondant à la fréquence des oscillations de relaxation. Sur cette mesure, les pics des oscillations de relaxation sont atténués à plus de -70 dBm, indiquant que l'oscillateur est stable et qu'il fonctionne principalement dans le mode fondamental TEM₀₀.

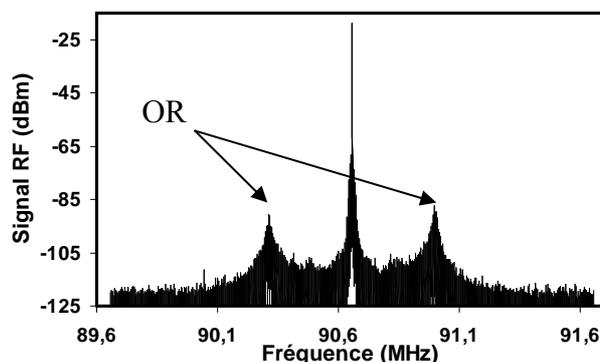


Figure 7.3 Signal RF de l'oscillateur Nd:YVO₄ délivrant une puissance moyenne de 40 W (fenêtre 2 MHz ; résolution et bande vidéo de 51Hz;) mesuré avec le MXA et une photodiode de 1 ns de temps de montée.

Avec la mesure de la fréquence des oscillations de relaxation, il est possible de remonter au gain à petit signal pour un passage g_0l à l'aide de l'équation suivante [215] :

$$g_0l = \frac{1}{2} \left[(2\pi f_{ro})^2 T_R \tau_g + \delta_c \right] \quad 7.1$$

où f_{ro} est la fréquence des oscillations de relaxation, T_R est le temps aller-retour de la cavité, τ_g est le temps de vie du niveau supérieur laser et δ_c correspond aux pertes totales de la cavité. Dans le cas d'un fort coupleur, le reste des pertes de la cavités peuvent être négligée et le $\delta_c \approx -\ln(1-T_{oc})$ où T_{oc} est la transmission du coupleur de sortie.

Connaissant la fréquence du pic, il est alors possible de déduire le gain du laser. Une fréquence d'environ 350 kHz avec un coupleur de sortie ayant une transmission de 33% donne une valeur de gain à petit signal d'environ 2,8 par passage.

En diminuant la puissance de pompe de l'oscillateur, la Figure 7.4a et 7.4b illustrent respectivement l'évolution de la fréquence du pic et du gain associé. Ainsi, 7.4a montre que la fréquence du pic diminue linéairement avec la puissance de l'oscillateur avec une pente de 5,4 kHz/W. Ceci illustre tout simplement la diminution du gain en fonction de la puissance de pompe comme illustré 7.4b.

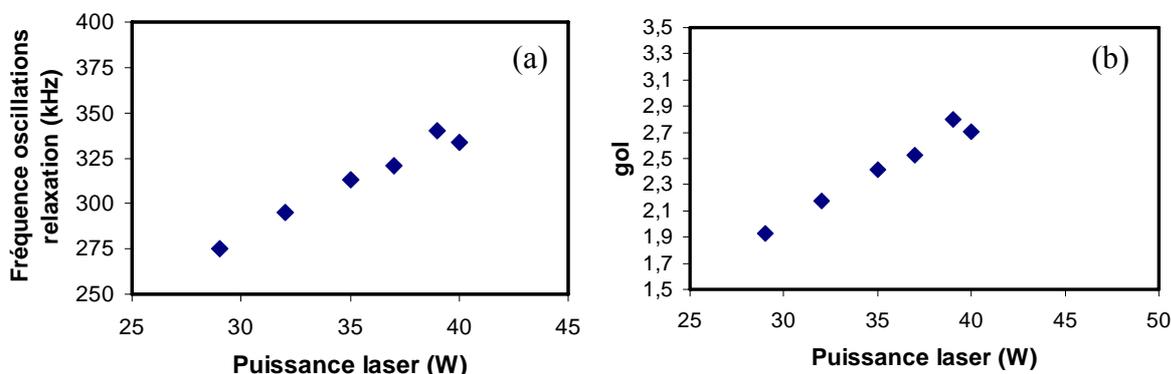


Figure 7.4 (a) Fréquence des oscillations de relaxation et évolution en fonction de la puissance moyenne du laser ; (b) g_0l calculé avec l'équation 7.1 en fonction de la puissance moyenne du laser pour chaque point de (a).

Exemples de spectres RF : un oscillateur commercial

Bien qu'apportant certaines informations sur les performances d'un laser, la mesure du spectre RF d'un laser est peu demandée par les utilisateurs et par conséquent rarement fournie par les fabricants. Parmi eux, la compagnie Time-Bandwidth [98] fournit entre autres les spectres RF de l'oscillateur Cheetah-X (10 W de puissance moyenne, 12 ps de durée d'impulsion), illustrés à la Figure 7.5. Pour cet oscillateur, la compagnie fournit deux spectres avec des fenêtres de fréquences de 100 kHz (RBW 30 Hz) et 500 kHz (RBW 100 Hz), centrées sur la fréquence de répétition du laser. L'absence de pics secondaires importants et le contraste d'environ 85-90 dB appuie l'affirmation d'un fonctionnement monomode et indique une bonne stabilité de l'oscillateur. Par contre, comme nous l'avons vu plus haut, l'absence de spectres sur de plus petites et de plus grandes fenêtres de fréquences ne permet pas d'avoir accès à des informations complètes sur la réelle qualité de cet oscillateur, dont l'atténuation du pic des oscillations de relaxation.

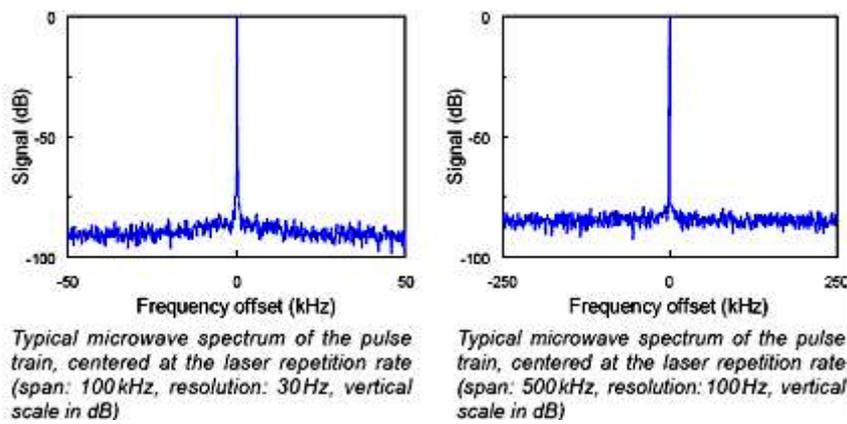


Figure 7.5 Spectres RF du Cheetah-X de Time-Bandwidth [98].

7.1.2 Méthodes de mesures de spectres de bruit

Analyse du bruit à la fréquence de répétition⁴ par un analyseur de spectre

L'utilisation d'un analyseur de spectre pour retrouver le bruit à la fréquence de répétition est la plus simple et la plus utilisée. Cette méthode est décrite par von der Linde [86] (voir aussi 2.4.3). Elle explique que tous les bruits mesurés se trouvent dans les bandes latérales au pied du pic de la fréquence de répétition des lasers. Pour von der Linde, la mesure du bruit à la fréquence de répétition (ou près du DC) correspond au bruit d'amplitude du laser. Cependant, pour l'affirmer, il fait deux hypothèses : les bruits sont faibles et il n'y a pas de couplage entre les bruits. Comme il a été montré au chapitre 2, les couplages entre les bruits existent et le bruit à la fréquence de répétition des oscillateurs est un mélange du bruit d'amplitude et du bruit de gigue temporelle.

A partir d'un analyseur de spectre, deux méthodes ont été utilisées pour retrouver la densité spectrale de puissance (DSP) unilatérale de bruits (par la suite appelé bruit) à la fréquence de répétition.

La première méthode peut être utilisée à partir de tout analyseur de spectre dans le mode radiofréquence. Cette méthode permet de reconstruire le spectre de bruits unilatéral à partir d'acquisitions de spectres RF autour de la fréquence de répétition de l'oscillateur. En prenant plusieurs enregistrements avec différentes fenêtres de fréquences, il est possible de

reconstituer le spectre de bruits de 1 Hz jusqu'à 10 ou 100 MHz. La fréquence maximale dépend des limites de l'appareil utilisé.

A partir de ces spectres RF avec comme unités les dBm, il faut faire la superposition des demi spectres RF autour de la fréquence de répétition qui devient alors le niveau DC de la courbe de bruits. La fréquence, en échelle logarithmique, du spectre de bruits est alors un écart de fréquences par rapport à la fréquence de répétition de 1 Hz à 10 MHz. Comme la résolution des différents spectres n'est pas la même, les différents demi spectres RF n'ont pas la même amplitude à leur jonction. Par conséquent, il est nécessaire de diviser chaque section par sa largeur de résolution (RBW) pour retrouver un spectre de bruits continu en dBm/Hz en fonction de la fréquence.

Notre étude a permis de déterminer que les oscillateurs sont mieux caractérisés par l'analyseur de spectre à l'aide d'au moins cinq spectres RF avec des fenêtres différentes : 100 Hz, 2 kHz, 50 kHz, 1 MHz et 20 MHz (le maximum pour le RSA 3308A). Ces cinq spectres permettent de ne pas perdre d'informations sur une plage de fréquences de 1 Hz à 10 MHz. Les largeurs de résolutions correspondantes utilisées dans la plupart des cas sont : (fenêtre/RBW) 100Hz/1Hz ; 2kHz/5Hz ; 50kHz/100Hz ; 1MHz/2kHz et 20MHz/20kHz, utilisés principalement avec le RSA-3408B et (fenêtre/NBW²⁴) 101Hz/313mHz ; 2kHz/783mHz ; 50kHz/20Hz ; 1MHz/391Hz et 20MHz/3kHz, utilisés principalement avec le RSA-3308A.

Idéalement, pour ne pas perdre d'informations, il est aussi nécessaire de regarder le spectre sur une plage de fréquences plus grande, par exemple de 1 Hz jusqu'à la fréquence de répétition du laser. Cette mesure est utile, parce que notre expérience a montré qu'un spectre propre avec une fenêtre de 1 MHz, ne démontre pas l'absence, par exemple, de pic de bruits à une distance de 20 MHz de la fréquence de répétition. Dans le cas des analyseurs de spectre à temps réel utilisés, avoir une plage de fréquences aussi élevée n'est pas possible. Par conséquent, dans notre cas, les mesures avec l'analyseur de spectre ont toujours été couplées au signal RF calculé par l'oscilloscope. Cette mesure permet de contrôler le spectre RF des oscillateurs du DC jusqu'à au moins leur fréquence de répétition.

La deuxième méthode consiste à utiliser les courbes de bruits tracées directement par certains analyseurs de spectre (présent sur le RSA-3408B et pas le RSA-3300A) dans le mode « Phase Noise », avec une grande fenêtre de fréquence pour pouvoir tracer le spectre de bruits de 1 Hz jusqu'à 100 MHz. Dans la plupart des cas, la fenêtre utilisée a été de 20 MHz. Dans ce mode, les mesures du RSA sont affichées en unités de dBc/Hz.

Cette méthode identifiée comme « Phase Noise » sur le RSA-3408B indique qu'il s'agit d'une mesure du bruit de la gigue temporelle. En réalité, la mesure à la fréquence de répétition fondamentale du laser donne une mesure de bruits de gigue temporelle du laser superposé au bruit d'amplitude.

Analyse du bruit de la gigue temporelle par un analyseur de spectre

Von der Linde [86] a aussi développé une méthode décrite à la section 2.4.3 pour retrouver le bruit de la gigue temporelle. Elle consiste à aller étudier les bandes latérales d'une harmonique supérieure du taux de répétition des oscillateurs. Comme le bruit de gigue temporelle est proportionnel au carré de l'harmonique du taux de répétition et que le bruit d'amplitude n'a pas de dépendance selon le numéro de l'harmonique, cette méthode permet d'isoler le bruit de gigue temporelle. Cette méthode est une première approximation du bruit de gigue temporelle puisqu'elle suppose l'absence de couplage entre les bruits. Elle est cependant très simple techniquement et livre des résultats comparables à d'autres méthodes (voir 2.4.3).

²⁴ NBW pour « noise bandwidth » correspondant à la résolution maximale au début de la bande.

Analyse du bruit de la gigue temporelle par un analyseur de bruit de phase

Un analyseur de bruit de phase est couplé à un cristal de quartz de très grande qualité à la même fréquence que le taux de répétition de l'oscillateur à étudier. En adaptant le taux de répétition de l'oscillateur, à l'aide d'un actuateur piézo-électrique sur un miroir de la cavité, à quelques Hz près de celui du cristal, il est possible de faire des mesures du bruit avec une très grande précision et un faible plancher de mesure de bruit, par exemple inférieur à -170 dBc/Hz à partir de 1 kHz. Cette méthode offre l'avantage de mesurer directement le bruit de phase, d'être d'une grande précision et d'avoir un faible plancher de mesure de bruit. Par contre, ses principaux désavantages sont le coût élevé de l'appareil et du quartz et l'obligation d'un contrôle précis de la longueur de la cavité de l'oscillateur.

7.1.3 Exemples de spectres de bruit

La plupart des mesures a été effectuée avec un analyseur de spectre à temps réel RSA (« Real-time Spectrum Analyser ») de la compagnie Tektronix (RSA-3308A et RSA-3408B DC-8GHz) [216]. Les mesures ont été faites à l'aide d'une photodiode Thorlabs en silicium (DET10A) avec un temps de montée de 1 ns ou pour les mesures à fréquences élevées, à l'aide d'une photodiode ayant un temps de montée de 17 ps. La photodiode est éclairée par le faisceau laser en sortie de l'oscillateur. Pour toutes les mesures, l'oscillateur se trouve à l'intérieur d'une boîte fermée pour l'isoler des courants d'air. Le plancher de mesure de bruit du RSA fourni par le fabriquant est de :

- 144 dBm/Hz (1kHz-10kHz)
- 151 dBm/Hz (10kHz-100MHz)
- 150 dBm/Hz (100MHz-3GHz)
- 142 dBm/Hz (3GHz-8GHz).

Plancher de la mesure de bruit

En n'éclairant pas la photodiode, il est possible de vérifier le plancher de mesure de bruit, minimum, que peut donner cette méthode de mesure. La Figure 7.6 illustre le plancher de la densité spectrale de puissance (DSP) mesuré avec le RSA-3308A autour d'une fréquence de 91 MHz et reconstitué avec la méthode de reconstruction du spectre de bruits décrite à la section 7.1.2.

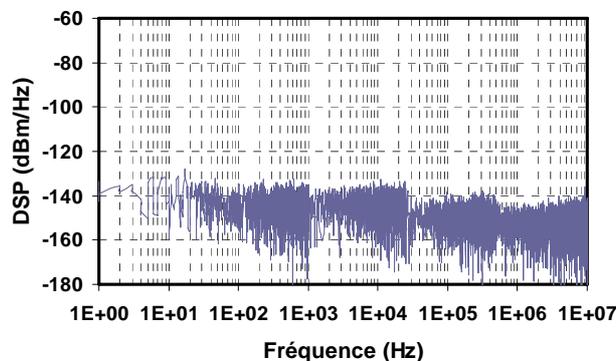


Figure 7.6 Densité spectrale de puissance (DSP) du plancher de la mesure, mesuré à 91 MHz, avec une photodiode de 1 ns de temps de montée et l'analyseur de spectre RSA-3308A.

Ce spectre est bien en accord avec les valeurs fournis par le fabricant, d'un plancher de mesure de bruit entre -144 et -151 dBm/Hz à partir de 1 kHz.

Bruit à la fréquence de répétition⁴ d'un oscillateur

Nous prendrons comme référence un oscillateur commercial, le Genki (voir le Tableau 7.1 pour ses caractéristiques), de la compagnie One-Five, puisque ce laser est annoncé comme globalement le moins bruyant (100Hz-1MHz) des oscillateurs à blocage de modes disponibles commercialement et il s'agit d'ailleurs d'un des arguments de vente du produit (voir Tableau 2.1). Nous allons tout d'abord, effectuer des mesures afin d'illustrer des deux méthodes, pour obtenir la courbe de bruits à la fréquence de répétition à partir d'un analyseur de spectre.

La Figure 7.7 montre les cinq spectres RF utilisés pour la reconstitution de la courbe selon la première méthode.

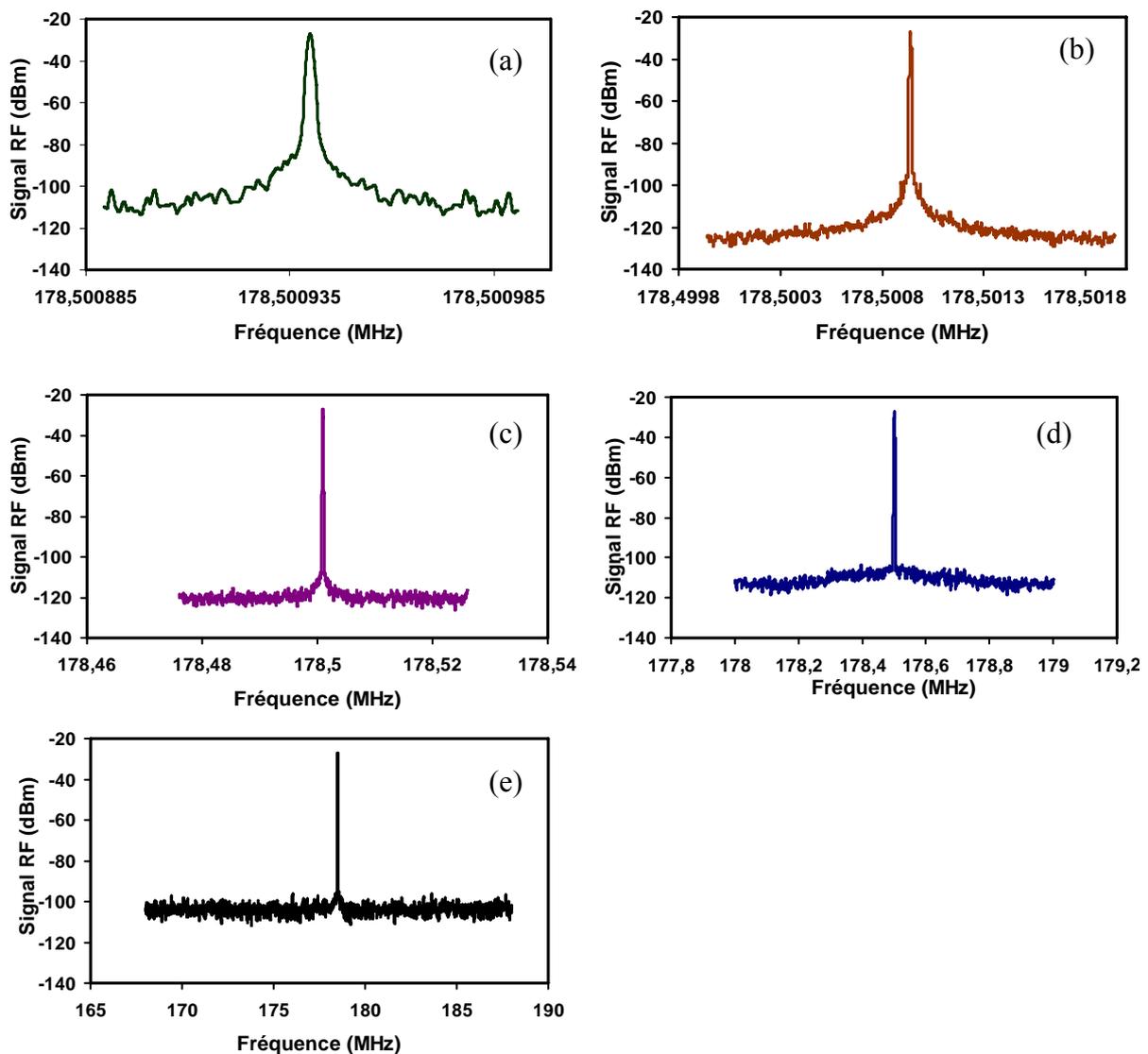


Figure 7.7 Spectres RF obtenus pour 5 largeurs différentes de fenêtres de fréquence pour l'oscillateur Genki.
Fenêtre/RBW : 100Hz/1Hz (a) ; 2kHz/5Hz (b) ; 50kHz/100Hz (c) ; 1MHz/2kHz (d) et 20MHz/20kHz (e).

A partir de ces spectres, la Figure 7.8a montre le résultat de la reconstitution de la courbe de bruits en dBm/Hz, entre 1 Hz et 10 MHz. Par contre, en mode « bruit de phase », l'analyseur donne une courbe de bruit exprimée en dBc/Hz. Afin de la comparer avec la Figure 7.8a, cette courbe doit être transformée en dBm/Hz selon :

$$\text{Bruit [dBm/Hz]} = \text{bruit [dBc/Hz]} + \text{puissance de la porteuse [dBm]} \quad 7.2$$

Par exemple, son niveau de bruit à 10 MHz se situait à environ -120 dBc/Hz, avec une puissance d'environ -30 dBm dans la porteuse. Le niveau à 10 MHz est donc de -150 dBm/Hz. La Figure 7.8b illustre le résultat obtenu dans le mode « bruit de phase » de l'analyseur de spectre entre 10 Hz et 10 MHz exprimé en unités de dBm/Hz.

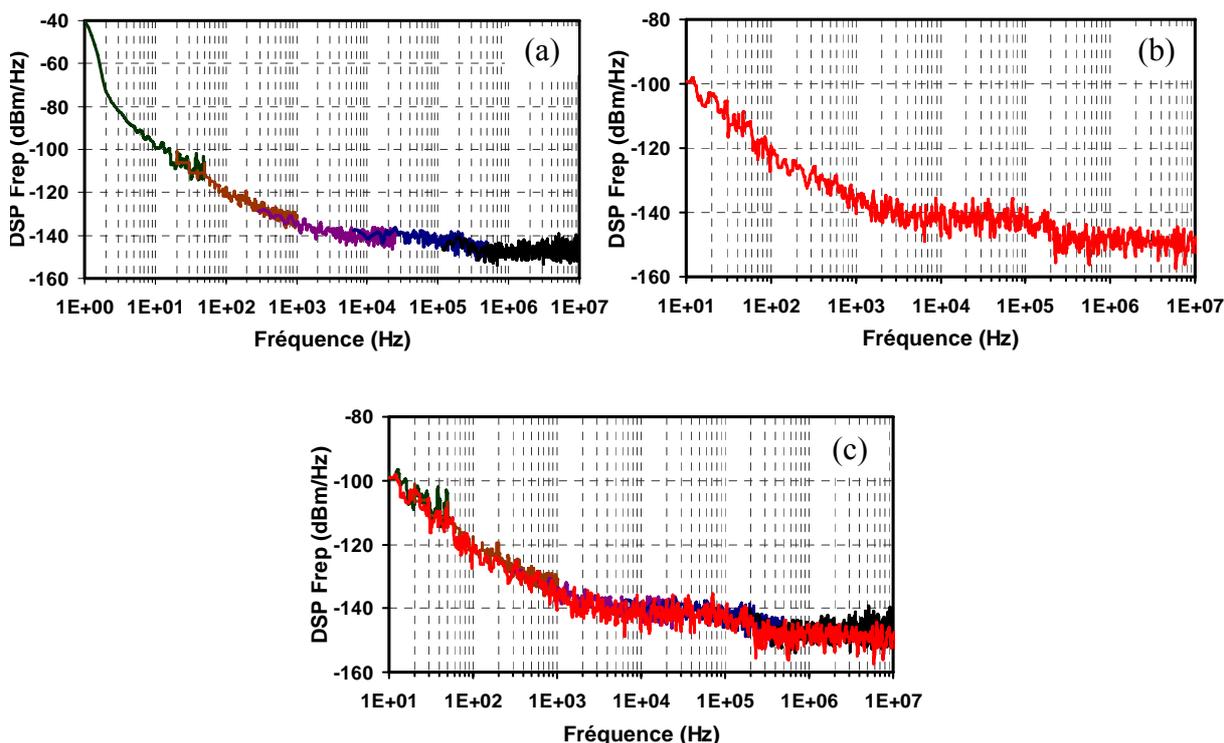


Figure 7.8 Spectres de bruits à la fréquence de répétition du Genki de la compagnie OneFive donnés par les deux méthodes (a) par les spectres RF ; (b) mode « phase noise » ; (c) superposition de (a) et (b).

Les deux courbes présentent les mêmes caractéristiques de bruits. D'abord, une pente quasi linéaire entre 2 Hz et 2 kHz, puis un plateau à -143 dBm/Hz jusqu'à environ 100 kHz, puis une petite chute et un second plateau à -150 dBm/Hz. Le dernier plateau correspond au plancher de mesure de bruit de l'appareil. Toutefois, le premier plateau n'est quant à lui pas tout à fait au plancher de mesure de bruit de l'appareil. L'observation du spectre RF avec une fenêtre de 1 MHz de la Figure 7.7d, montre que le signal ne redescend pas à sa valeur minimale tout de suite après le pic principal, mais possède un petit piédestal. Celui-ci est parfois associé à un blocage en modes imparfait [86]. D'un autre côté, les bruits plus importants aux basses fréquences (<1kHz) sont généralement associés à des bruits d'origine technique (voir la section 2.2) et sont présents dans la plupart des oscillateurs.

En résumé, comme le montre la Figure 7.8c, les deux courbes se recouvrent parfaitement ; les deux méthodes sont équivalentes et peuvent donc être utilisées.

Nous avons ensuite comparé la courbe du mode « bruit de phase » du RSA en dBc/Hz avec des mesures faites à l'aide d'un analyseur de bruits de phase de la compagnie Aeroflex

(modèle PN8000). La Figure 7.9 montre la mesure du bruit à la fréquence de répétition faite par le RSA-3408B (courbe rouge) et les courbes de bruit de gigue temporelle obtenues avec l'Aeroflex pour différents éclairagements sur la photodiode.

Même si les deux courbes ne représentent pas le même bruit, la comparaison des graphiques révèle une densité spectrale de puissance identique entre 2 Hz et quelques centaines de Hertz. On peut penser que le bruit sur cette bande de fréquences est essentiellement un bruit de gigue temporelle. En dessous, la précision du RSA n'est pas assez bonne et au-delà, la courbe de bruit à la fréquence de répétition du Genki mesuré par le RSA s'écarte de plus en plus de celle du bruit de gigue temporelle de l'Aeroflex. Pour les fréquences les plus élevées ($>100\text{kHz}$), cet écart est simplement dû au plancher de mesure de bruit du RSA atteint par le Genki, pour un certain signal sur la photodiode d'environ -30 dBm . Par contre, l'écart observé entre 100 Hz et 100 kHz avant d'atteindre le plancher de mesure de bruit peut être dû à la présence d'un bruit d'amplitude.

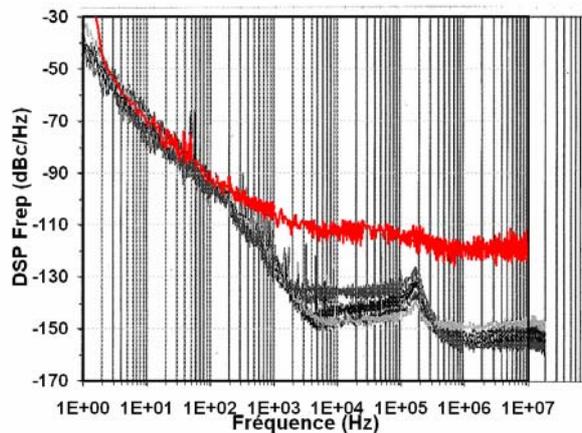


Figure 7.9 Comparaison entre des spectres de bruits à la fréquence de répétition de l'analyseur de spectre (rouge-haut) et les différentes mesures de gigue temporelle faites par l'analyseur de bruits de phase pour l'oscillateur Genki (bas).

Donc, dans le cas présent, toutes les informations en dessous du plancher de mesure de bruit, atteint à environ 1 kHz, sont inaccessibles avec le RSA. Toutefois, un signal plus important fourni par la photodiode permettrait tout de même de se rapprocher beaucoup plus de la courbe de bruits donné par l'Aeroflex, puisqu'un signal à 0 dBm sur la photodiode permettrait de se rapprocher d'environ -150 dBc/Hz . Cependant, il faut prendre garde à demeurer dans la zone de linéarité de la photodiode. En conclusion, pour cette mesure, le RSA reproduit bien la courbe de bruits aux basses fréquences et donne une bonne idée du comportement des bruits de manière globale jusqu'à ce que le bruit de l'oscillateur atteigne le plancher de mesure de bruit du RSA limité par le signal de la photodiode.

7.2 Bruit à la fréquence de répétition de différents oscillateurs

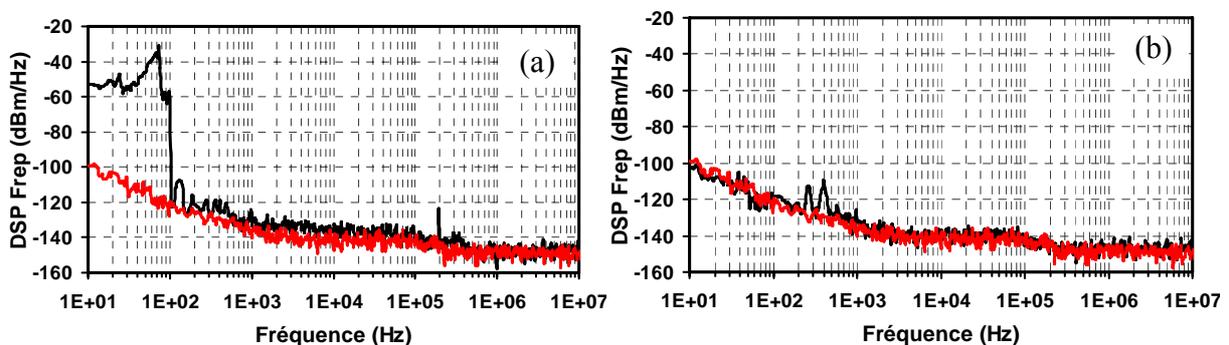
Les spectres de bruits de différents lasers sont rarement comparés entre eux [214]. Pourtant, la comparaison de différents oscillateurs permet de faire des observations intéressantes. Elle permettra en particulier de positionner en termes de bruits les lasers Nd:YVO₄ que nous avons développés par rapport à d'autres oscillateurs, maison ou commerciaux.

Le laboratoire CELIA possède une certaine quantité d'oscillateurs à blocage de modes pour alimenter en particulier les différentes chaînes laser et les développements lasers. Le tableau 7.1 résume les différentes caractéristiques de chacun des oscillateurs.

Tableau 7.1 Caractéristiques des différents oscillateurs.

Nom	Compagnie	Milieu de gain	Puissance de sortie	Durée des impulsions	Taux de répétition
			W	ps	MHz
Genki	One-Five	Yb	2	Sub -5	178,5
Aurore	Maison	Ti:Saphir	0,14	Sub - 0,02	74,3
Femtosome S20	Femtolaser	Ti:Saphir	0,365	Sub - 0,02	65,7
Rainbow	Femtolaser	Ti:Saphir	0,2	Sub - 0,01	77,1
Proto T-Pulse	Amplitude Systemes	Yb:KGW	2	Sub - 0,2	9,85

Pour ces oscillateurs dont le taux de répétition est compris entre 10 MHz et 180 MHz, les spectres de bruits à la fréquence de répétition entre 10 Hz et 10 MHz ont été mesurés. L'analyseur RSA-3408A dans le mode « bruit de phase » associé à une photodiode de 1 ns de temps de montée a été utilisé. Les graphiques de la Figure 7.10 illustrent les bruits à la fréquence de répétition des différents oscillateurs. Sur chaque graphique, la courbe en noir correspond à celle de l'oscillateur étudié et la courbe en rouge à celle du Genki. Sur chacun des spectres, le plateau final au-delà de 100 kHz de tous les oscillateurs est le plancher de mesure de bruit de l'appareil.



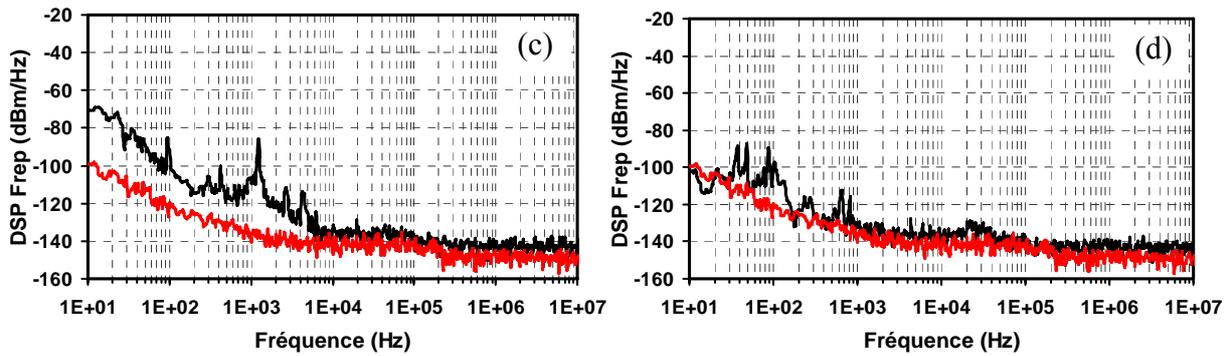


Figure 7.10 Spectre de bruits à la fréquence de répétition de différents oscillateurs en comparaison avec le spectre de bruits de l'oscillateur Genki (rouge) de la compagnie One-Five : (a) Aurore ; (b) Femtosource ; (c) Rainbow ; (d) Proto T-pulse.

Pour chaque oscillateur, nous avons acquis trois spectres et nous avons constaté que la reproductibilité est en général assez bonne sauf dans certain cas particuliers. Par exemple, l'oscillateur Aurore possède un « défaut » de bruits en dessous de 100 Hz dont la forme fluctue largement d'une acquisition à l'autre. Les pics de bruits sur les spectres du Rainbow et du proto T-Pulse sont aussi changeants de quelques Hertz à quelques dizaines de Hertz et souvent en amplitude d'un spectre à l'autre, mais à chaque fois, les spectres ont une forme similaire.

L'observation des différentes courbes nous permet d'affirmer que le Genki, dans les limites de la mesure de l'analyseur de spectre, est en effet l'oscillateur le moins bruyant de ceux présents au laboratoire. Sur l'ensemble de son spectre, il ne possède aucun pic de bruits, contrairement à tous les autres oscillateurs au moment de la mesure.

Par contre, tous les oscillateurs présentent des pics de bruits dans la zone des bruits d'origine technique entre 100 Hz et 10 kHz. Ces pics de bruit pourraient provenir de battements de mode, de vibrations, de bruit de leur pompe... L'oscillateur Aurore est particulièrement bruyant aux fréquences inférieures à 1 kHz. Ce bruit pourrait s'expliquer par la hauteur (environ 15 cm) du faisceau laser dans cet oscillateur rendant les montures plus sensibles aux vibrations. Par ailleurs, le Rainbow et l'oscillateur proto T-Pulse présentent des séries de pics de bruits à différentes fréquences inférieures à 10 kHz qui pourraient être associés à des défauts d'alignement et donc à des battements de modes. S'il était possible de changer l'alignement de ces lasers, il serait plus facile d'investiguer l'origine des bruits.

7.3 Bruit à la fréquence de répétition de l'oscillateur Nd:YVO₄

Afin de déterminer l'origine des différents bruits, l'analyse des bruits à la fréquence de répétition des oscillateurs Nd:YVO₄ a été effectuée dans différentes configurations. Les méthodes utilisées sont celles présentées plus haut.

7.3.1 Résultats

Oscillateur CML 40 W (coupleur optimum en puissance)

L'oscillateur Nd:YVO₄ avec son coupleur de sortie optimum en puissance (transmission de 33%) donne de façon quotidienne une puissance de 40 W avec une puissance de pompe de 109 W ($P_p=109W$). Sans optimisation particulière de la cavité, la Figure 7.11a montre une superposition de plusieurs spectres (4) de bruits, obtenus à la fréquence de répétition fondamentale de l'oscillateur illustrant la reproductibilité des mesures. Avec un alignement différent à puissance de pompage identique, il est possible d'obtenir les courbes de bruits illustrés sur la Figure 7.11b, pour une puissance de 39 W. On y voit en particulier l'apparition de pics entre 1 et 10 kHz. Un autre alignement peut aussi donner la Figure 7.11c où l'on retrouve, comme dans la plupart des cas, des courbes semblables aux courbes de 7.11a. La Figure 7.11d illustre une superposition d'un spectre de l'oscillateur de la Figure 7.11c avec le spectre de bruits du Genki.

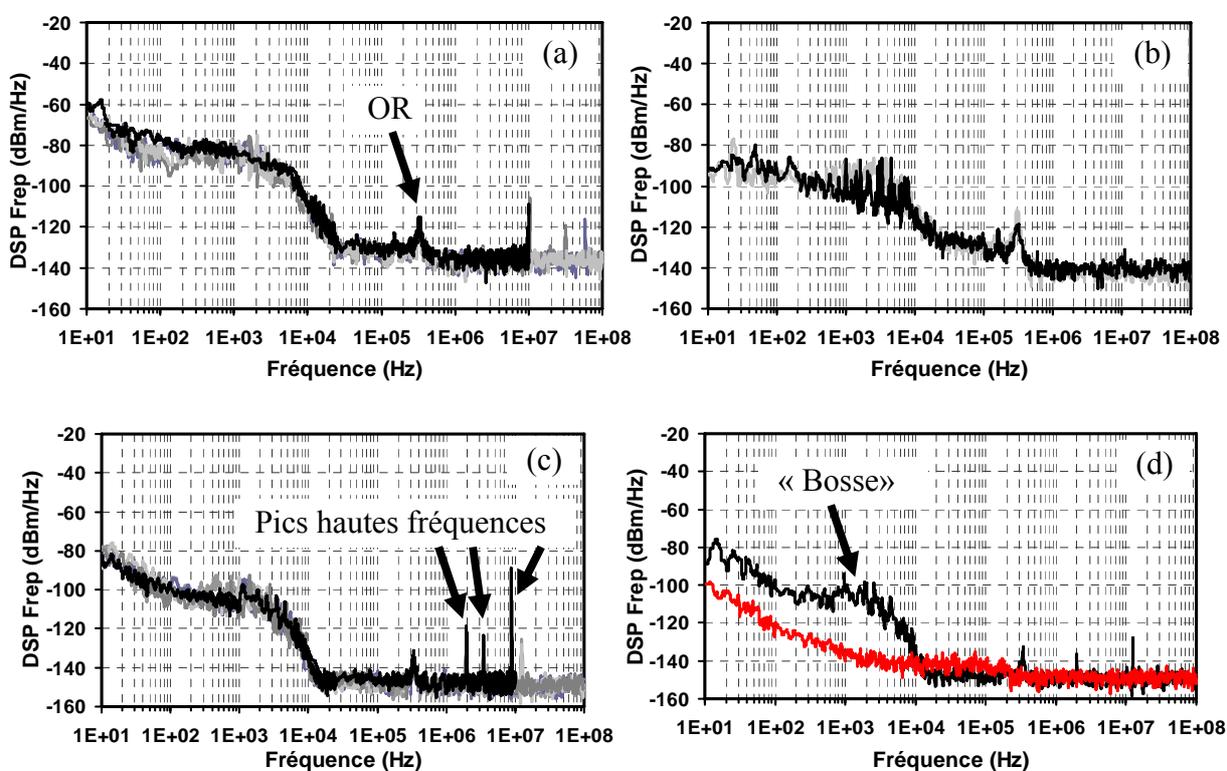


Figure 7.11 Spectres de bruits (a) CML à 40 W ; (b) CML-39 W avec un autre alignement ; (c) CM-39W avec un troisième alignement; (d) spectre de (c) avec le spectre du Genki (rouge).

Ces différents graphiques permettent de conclure que le laser Nd:YVO₄ présente plus de bruits que le Genki. On peut ainsi observer sur le spectre du laser Nd:YVO₄ trois différences principales avec le spectre du Genki:

- 1- Souvent, des pics de bruits aux hautes fréquences ($> 1MHz$) d'amplitude parfois de plusieurs dizaines de dBm/Hz apparaissent.
- 2- Un pic de bruits à environ 350 kHz d'amplitude de 10 à 20 dBm/Hz est toujours présent.
- 3- Une « bosse » qui interrompt la pente décroissante du bruit entre environ 100 Hz et 20 kHz est toujours présente.

Ainsi, cet oscillateur, 20 fois plus puissant que le Genki, est généralement plus bruité avant 15 kHz. Il présente donc plus de bruits d'origine technique, typiques des basses fréquences. Par contre, avec certains alignements, à partir de 15 kHz, l'oscillateur Nd:YVO₄ est légèrement moins bruité jusqu'à 8 dBm/Hz que le Genki (voir la Figure 7.11d). En règle générale, le spectre de bruits dépend de l'alignement de l'oscillateur. Bien que plus difficile à obtenir, des spectres moins bruyants, avec aucun pic aux hautes fréquences et une « bosse » diminuée et parfois discrétisée en pics individuels comme sur la Figure 7.11b, ont pu être mesurés.

Pour le moment, la seule identification certaine d'un bruit est le pic à 350 kHz qui est le pic des oscillations de relaxation identifié sur les spectres RF (voir la section 7.1.1). L'amplitude de ce pic dépend des perturbations techniques du laser (thermique, mécanique-vibrations, variation de la puissance de pompe), de la qualité du mode (meilleur est le mode TEM₀₀, plus faible est l'amplitude), du fonctionnement de l'oscillateur plus ou moins loin du seuil de QML...

Oscillateur CW 40 W

Un spectre entre 1 Hz et 10 MHz de l'oscillateur continu (CW) délivrant 40W a été mesuré près du DC au lieu d'autour de la fréquence de répétition de l'oscillateur. Il est illustré à la Figure 7.12 où le spectre de bruits de l'oscillateur CML 39 W a été ajouté pour comparaison.

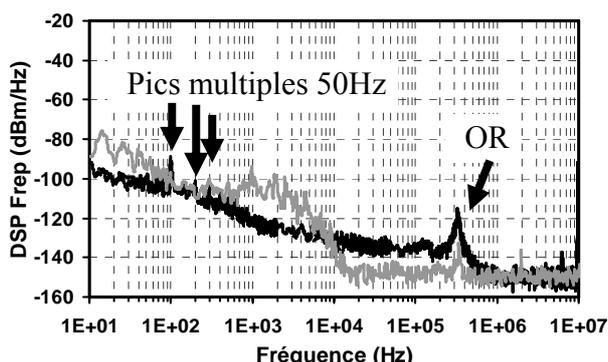


Figure 7.12 Spectre de bruits de l'oscillateur CW-40W (noir) superposé à celui du CML-39W (gris).

Tout d'abord, la courbe de l'oscillateur en CW permet d'observer des petits pics de bruits à 100 Hz, 200 Hz et 300 Hz. Ces pics sont identifiés comme étant des harmoniques du 50 Hz, fréquence de la ligne électrique, captés par le système de mesure et/ou transmis par le bruit du laser de pompe.

On peut ensuite noter principalement que la « bosse » présente sur le spectre CML n'apparaît plus sur le spectre CW. Cette bosse semble donc être liée au blocage de modes. Par contre, les pics aux hautes fréquences sont toujours présents. Par ailleurs, il y a plus de bruits sur la courbe CW juste avant et au pic des oscillations de relaxation que sur la courbe CML. Ce bruit pourrait provenir alors de battements de modes longitudinaux qui ne sont plus bloqués en phase. Le pic des oscillations de relaxation plus large en CW qu'en CML pourrait aussi y trouver la même origine. Ainsi, le blocage de modes diminue le bruit à certaines fréquences et permet d'atteindre le plancher de mesure de bruit de l'appareil plus rapidement.

Changement de la puissance de pompe de l'oscillateur CML 39 W

Nous avons effectué les mesures de bruits sur l'oscillateur en régime CML-39W en diminuant progressivement à partir de 109W la puissance de pompage. Jusqu'à une puissance de sortie de 32 W (98W de pompe), les spectres de bruits sont très semblables à celui de l'oscillateur 39 W. Cependant, l'amplitude du pic des oscillations de relaxation croît en diminuant la puissance (+5 dBm/Hz à 37W, +15 dBm/Hz à 35 W, +30 dBm/Hz à 32W). Dans le même temps, les pics aux hautes fréquences changent de position et d'amplitude sans relation particulière. Finalement, les mesures faites à une puissance de sortie de 32 W avec 98 W de pompe sont illustrées sur la Figure 7.13a où à titre de comparaison, le spectre de bruit de l'oscillateur à 39W a été ajouté.

Lorsque la puissance diminue, la principale différence entre les spectres est la quasi disparition de la « bosse » entre 100 Hz et 10 kHz. Par contre, des pics discrets et peu reproductibles d'un spectre à l'autre remplacent cette bosse. Ces pics sont d'une amplitude de moins de 20 dBm/Hz par rapport à la ligne de bruit en dessous des pics alors que la « bosse » avait une amplitude (par rapport à une ligne imaginaire suivant la pente de bruit des basses fréquences) jusqu'à 60 dBm/Hz dans sa partie la plus haute. Lorsque la puissance diminue, la « bosse » laisse donc la place à des pics discrets d'amplitude inférieure à l'enveloppe de la « bosse ».

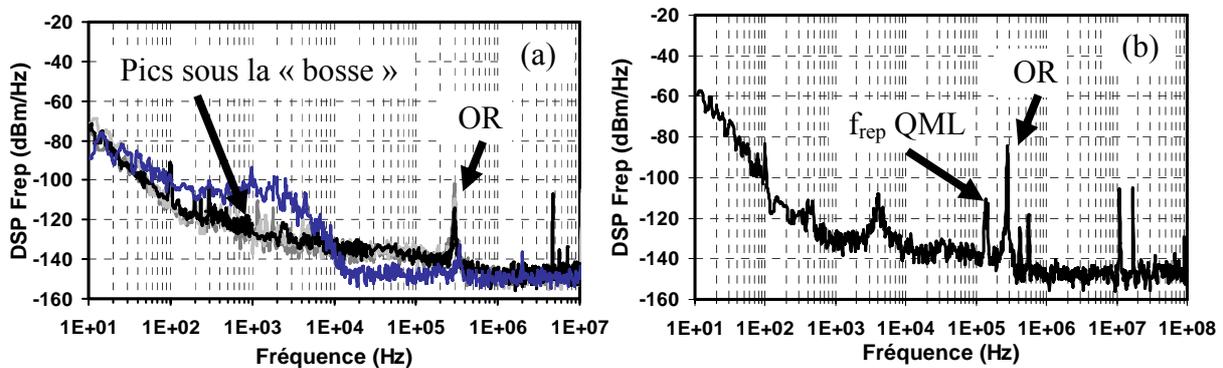


Figure 7.13 (a) Spectre de bruits de l'oscillateur CML-32W (noir) superposé aux spectres du CML-39W (bleu) ; (b) spectre de bruit de l'oscillateur QML-29W.

Si la puissance de pompe est encore diminuée de 7 W, l'oscillateur passe en régime QML. La courbe de bruit du QML, illustrée à la Figure 7.13b, montre toujours le pic des oscillations de relaxation encore moins atténué (il fait -85 dBm/Hz), la fréquence des enveloppes de QML et ses multiples autour du pic des oscillation de relaxation et toujours des pics aux hautes fréquences.

Ainsi, en diminuant la puissance de pompage pour atteindre une puissance de sortie de 32 W, le bruit 100Hz-10kHz est diminué, la bosse laissant place à une série de pics discrets alors que des pics aux hautes fréquences demeurent. En fait, la courbe de bruit de l'oscillateur 32 W et celle de l'oscillateur CW sont assez semblables à la différence de la largeur du pic des oscillations de relaxation qui est plus large en CW. La « bosse » semble encore une fois liée au blocage de modes et à des changements liés à la thermique du laser mais il est difficile de déterminer les facteurs qui en sont responsables.

Oscillateur CML 21 W à coupleur 8%

Nous avons configuré l'oscillateur afin de donner la durée d'impulsion optimale pour l'application visée. Le coupleur de sortie optimum en puissance a été changé pour un

coupleur de réflectivité 8% pour lequel l'oscillateur délivre avec une puissance de 21 W des impulsions de 15 ps au lieu de 37 ps. La courbe de bruits de cet oscillateur est montrée sur la Figure 7.14a. La Figure 7.14b illustre quant à elle des spectres de bruits obtenus pour cet oscillateur mais pour une puissance de pompe légèrement supérieure et avec un alignement de la cavité légèrement différent.

La comparaison des deux graphiques permet de voir que dans certaines conditions liées à la qualité de l'alignement, il est possible de supprimer totalement les pics de bruits aux hautes fréquences. Cependant, le graphique de droite possède une « bosse » avec une amplitude supérieure d'environ 10 dBm à celle du graphique de gauche.

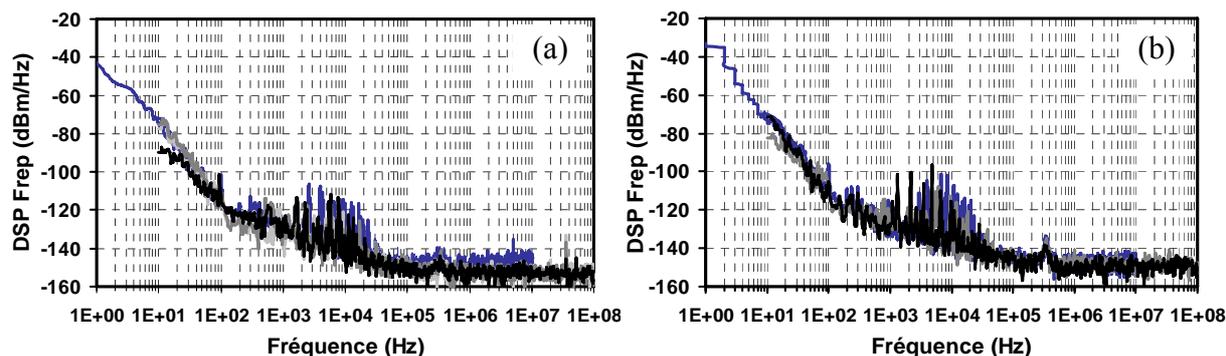


Figure 7.14 (a) Spectres de bruits de l'oscillateur CML-21W/($P_p=104$ W) ; (b) spectres de bruits oscillateur CML-21W/($P_p=109$ W) avec le coupleur de sortie de 8%.

Aux fins de comparaison, la Figure 7.15a illustre la superposition d'un spectre de bruits de Figure 7.14a avec un spectre de l'oscillateur délivrant 39 W et la Figure 7.15b, avec le spectre du Genki. Comparativement à l'oscillateur de 39 W-OC33%, trois différences majeures apparaissent sur le spectre de l'oscillateur de 21 W-OC8% :

- 1- La diminution de la « bosse » 100Hz-30kHz et sa discrétisation en pics quasi isolés.
- 2- La diminution de l'amplitude du pic de la fréquence des oscillations de relaxation.
- 3- La disparition des pics hautes fréquences.

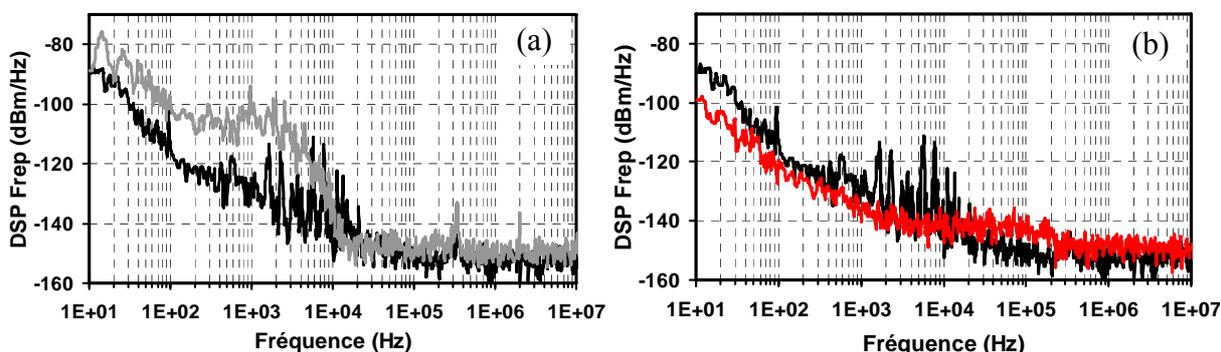


Figure 7.15 Comparaison du spectre de bruits de l'oscillateur Nd:YVO₄ CML-21W/($P_p=104$ W) (noire) (a) avec celui de l'oscillateur CML-39W/($P_p=104$ W) ; (b) avec l'oscillateur Genki (rouge).

Donc, l'oscillateur avec un coupleur de 8% en transmission présente moins de bruits que l'oscillateur délivrant 39 W avec un coupleur de 33%. Cependant, il possède toujours plus de

bruits aux fréquences 100Hz-35kHz que l'oscillateur délivrant 32 W avec un coupleur de 33% ou que l'oscillateur CW. La comparaison avec le Genki permet de montrer que les oscillateurs Nd:YVO₄ étudiés chutent plus rapidement au plancher de mesure de bruit, souvent avant 100 kHz, et parfois même dès 15 kHz que le Genki tout en étant généralement plus bruyants.

En résumé, les différents tests et observations ont permis de montrer qu'une « bosse » sur la bande de fréquences 100Hz-30kHz présente dans les oscillateurs CML peut être réduite en amplitude et discrétisée en pics individuels sous certaines configurations comme avec l'oscillateur ayant le coupleur de 8%. Cette « bosse », par ailleurs absente du laser CW semble liée au blocage de modes. Des pics de bruit aux hautes fréquences présents dans de nombreuses configurations ont pu seulement être facilement éliminés avec l'oscillateur avec le coupleur de 8 %. Suite à ces observations, nous allons maintenant discuter plus amplement de l'origine de ces « défauts » de la densité spectrale de puissance.

7.3.2 Discussion sur l'origine des bruits

Sur les spectres de bruits des oscillateurs Nd:YVO₄, deux sources de bruits sont identifiées avec certitude :

- 1- les pics de bruits à 50 Hz et à ses harmoniques proviennent des alimentations électriques, puisque 50 Hz est la fréquence du secteur ;
- 2- le pic de bruits à une fréquence autour de 350 kHz est le pic de la fréquence des oscillations de relaxation.

Il reste donc deux origines de bruits à identifier :

- 1- les pics discrets de bruits à des fréquences supérieures au MHz ;
- 2- la « bosse » à des fréquences entre la centaine de Hz et la dizaine de kHz.

Pics de bruits aux fréquences supérieures aux MHz

Les pics de bruits aux hautes fréquences sont observés sur presque tous les spectres des oscillateurs Nd:YVO₄. Cependant, ces pics ont été supprimés avec le coupleur 8% en soignant un peu plus l'alignement de l'oscillateur et en diminuant la puissance de pompe de 5 W. Certains alignements autour de 40 W avec le coupleur de sortie de 33% permettent aussi de faire disparaître la plupart des pics, parfois tous. De plus, il est parfois plus facile d'y arriver en alignant l'oscillateur pour qu'il donne une puissance inférieure, par exemple 37 W, à la puissance de pompe maximale. Cependant, la suppression de tous les pics est plus difficile à obtenir avec l'oscillateur ayant un coupleur de 33% qu'avec l'oscillateur ayant un coupleur de 8%.

Ces pics de bruits, observables sur les spectres RF avec une fenêtre de 20 MHz, peuvent aussi être visualisés à l'aide de la transformée de Fourier rapide (FFT) du signal du train d'impulsions calculée et affichée à l'oscilloscope. Il a été observé, à l'aide des deux instruments, que ces pics de bruits changent de fréquence et d'amplitude selon l'alignement de l'oscillateur. Leur amplitude change également avec la position du signal sur la photodiode, étant généralement plus importante lorsque la photodiode ne détecte pas exactement le centre du faisceau mais plutôt un côté.

En fait, le train d'impulsions, associé à ces spectres RF bruités aux hautes fréquences, présente généralement une modulation d'amplitude, plus ou moins détectable selon sa fréquence, qui est aussi sensible à la position du signal sur la photodiode. La Figure 7.16a et 7.16c montrent respectivement un train d'impulsions et l'analyse FFT de l'oscilloscope d'un

oscillateur avec un alignement peu soigné, délivrant une puissance moyenne de 40 W avec le coupleur de 33%. Sur le train d'impulsions, il existe une modulation des impulsions avec une période de 80 ns, qui correspond sur le signal RF aux pics de bruits à 12,5 MHz de chaque côté de la fréquence de répétition. Pour trouver l'origine des pics de bruits aux fréquences entre 1 MHz et 12,5 MHz de la Figure 7.16c, il faudrait étudier les modulations des impulsions sur de plus longues périodes.

La Figure 7.16bet 7.16d illustre respectivement un train d'impulsions et sa FFT, où des pics de bruits sont absents sur plus de 30 MHz autour de la fréquence de répétition (91 MHz). Au-delà, il existe seulement trois petits pics de bruits jusqu'à « 0 Hz », correspondant probablement à une modulation du train d'impulsions plus difficile à détecter, mais qui pourrait expliquer en partie les fluctuations tir à tir de la Figure 7.16b²⁵. Avec un meilleur alignement, il est aussi possible de se débarrasser complètement de ces pics de bruits, comme il sera démontré lors des mesures de la section 7.5.

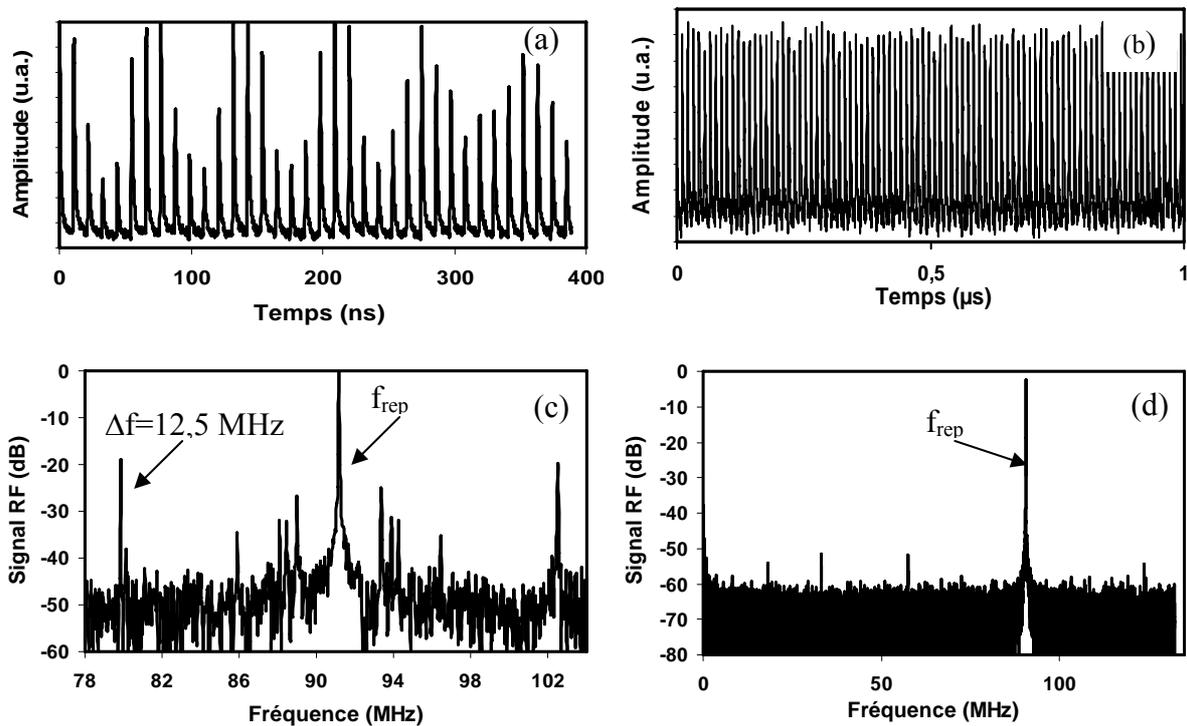


Figure 7.16 Train d'impulsions d'un oscillateur 40 W avec un alignement peu soigné (a) et son analyse FFT par l'oscilloscope (c) ; train d'impulsions (b) et FFT (d) par l'oscilloscope pour un bon alignement de l'oscillateur 21 W.

Ainsi, les pics de bruits aux hautes fréquences viennent d'une modulation du train d'impulsions et il est beaucoup plus facile de les éliminer avec l'oscillateur ayant un coupleur de sortie de 8% qu'avec un oscillateur ayant un coupleur de sortie de 33%. Par ailleurs, nous savons aussi que les mesures des valeurs de M^2 , indiquant la qualité de faisceau, de l'oscillateur ayant un coupleur de sortie de 33% donne toujours des valeurs supérieures à 1,4 et que les mesures de M^2 de l'oscillateur ayant un coupleur de sortie de 8% peut donner des valeurs de M^2 aussi bonne que 1,03 dans une direction. Par conséquent, notre hypothèse est que les pics de bruits aux hautes fréquences sont reliés à la qualité du faisceau.

²⁵ La modulation résiduelle tir à tir est due à la numérisation de l'affichage à l'oscilloscope et à la sauvegarde du fichier comportant un grand nombre de points.

Cette hypothèse est appuyée par le fait que la modulation de l'amplitude du train d'impulsions pourrait venir d'une interférence entre deux ou plusieurs modes transverses [217]. De plus, l'interférence des deux premiers modes, TEM_{00} et TEM_{10} serait plus importante sur le pourtour du faisceau, du fait de la forme du mode TEM_{10} , que sur le centre du faisceau. Ceci expliquerait que la profondeur de modulation des impulsions est sensible à la position du faisceau sur la photodiode et qu'il n'y a pas de modulation au centre du faisceau comparativement au côté du faisceau. Ainsi, il existerait plusieurs états intermédiaires entre le spectre RF présentant plusieurs pics de bruits aux hautes fréquences et celui n'en présentant aucun, tout dépendant du nombre de modes qui interfèrent et leur pourcentage relatif. Un autre argument venant appuyer cette hypothèse est la dépendance de la position et de l'amplitude des pics de bruits selon l'alignement de l'oscillateur. En effet, l'alignement peut favoriser ou non l'apparition de modes supérieurs, surtout avec le coupleur optimum en puissance. Cette hypothèse est aussi appuyée par l'observation que les pics de bruits aux hautes fréquences sont aussi présents sur le spectre CW, indiquant un fonctionnement légèrement multimode, même en continu, provoquant des modulations hautes fréquences de l'énergie des impulsions, dû à un battement de modes transverses.

Toutes ces observations amènent à conclure que les pics de bruits aux fréquences supérieures au MHz sont dus à l'apparition de modes supérieurs, même s'ils représentent un faible pourcentage du faisceau total [218]. La thermique au niveau du cristal et du SESAM de l'oscillateur ayant un coupleur de 8% font que cet oscillateur a un fonctionnement plus monomode que l'oscillateur avec un coupleur de 33%. Ceci a d'ailleurs été confirmé par des mesures de M^2 . Par conséquent l'oscillateur avec un coupleur de 8% est plus susceptible de donner des densités spectrales de puissance moins bruyantes aux hautes fréquences avec l'oscillateur dans son état actuel.

Par ailleurs, cette observation mène à un constat très intéressant : le signal RF à l'oscilloscope est une excellente aide à l'alignement de l'oscillateur. Ainsi, lorsque tous les pics de bruits aux hautes fréquences sont éteints, alors, le faisceau est plus près d'un fonctionnement uniquement monomode TEM_{00} gaussien, qualité de faisceau reflétée par la mesure du M^2 . Une densité spectrale de puissance est donc un outil très puissant pour caractériser la qualité d'un faisceau et pour aider à tendre vers un fonctionnement uniquement monomode, ce critère étant essentiel pour notre application. Une étude plus poussée permettrait de déterminer les modes supérieurs présents dans la cavité [56,57,219,220].

Malgré la réduction des bruits aux hautes fréquences, le faisceau de sortie peut encore présenter des bruits importants à la position de la « bosse ».

Bruits sous la « bosse » aux fréquences de 100Hz – 30kHz

Pour leur part, les bruits sous la « bosse » pourraient aussi être partiellement reliés à la qualité du faisceau car moins présents dans un oscillateur 20 W de meilleure qualité de faisceau, que dans un oscillateur 40 W. Lorsque les pics aux hautes fréquences sont moins nombreux et importants en amplitude, la « bosse » diminue et se discrétise en plusieurs pics individuels. Cependant, « la bosse » ne semble pas uniquement liée à la qualité du faisceau puisqu'il est possible d'éteindre complètement les pics de bruits aux hautes fréquences et pas ceux présents sous la « bosse » (voir la Figure 7.14b).

En fait, pour tenter de comprendre l'origine cette « bosse », il faut revenir aux spectres RF avec une fenêtre de fréquence de 50 kHz. Dans ce cas, le traitement FFT de l'oscilloscope ne permet pas d'aller voir des détails à ces fréquences à cause de son faible taux d'échantillonnage, contrairement à l'analyseur de spectre. La Figure 7.17a montre les spectres RF, obtenus avec l'analyseur de spectre, de l'oscillateur avec une puissance de 39 W (courbe

noire) et du Genki (courbe grise), pour une fenêtre de fréquence de 50 kHz centrée sur leur fréquence de répétition respective.

Sur ce graphique, contrairement au spectre du Genki, le pic de la fréquence de répétition de l'oscillateur Nd:YVO₄ présente une « robe » s'étalant de manière symétrique de « 0 » à 15 kHz. Comme cette plage correspond aux fréquences de la « bosse », il s'agit donc de sa visualisation sur le spectre RF. La Figure 7.17b représente le spectre RF, avec la même fenêtre de fréquence, de l'oscillateur avec le coupleur de 8% donnant une puissance moyenne de sortie de 21 W. Sur ce graphique, la « robe » du graphique précédent est atténuée, discrétisée en pics plus ou moins individuels et légèrement plus étendue en fréquences.

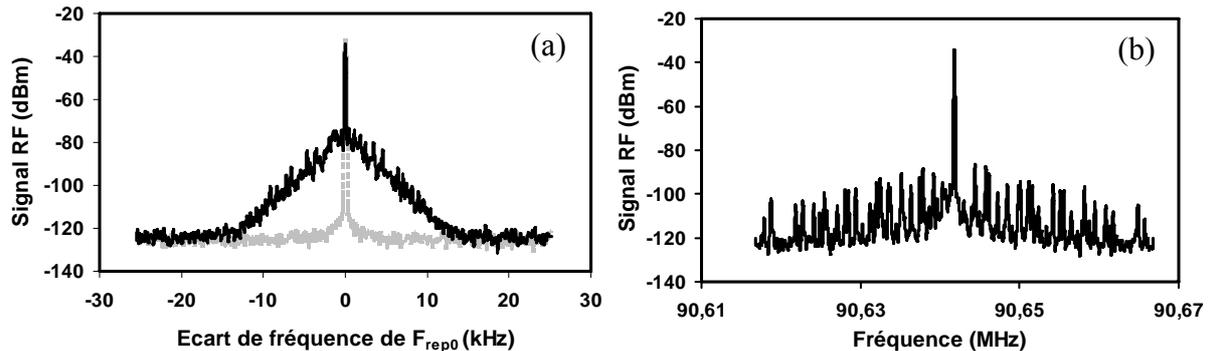


Figure 7.17 Graphiques du signal RF avec une fenêtre de 50kHz (RBW 100Hz) (a) de l'oscillateur Nd:YVO₄ CML-39W/(P_p=104W) (noir) et du Genki (gris) ; (b) CML-21W/(P_p=104W).

L'origine de ce défaut de bruit n'est pas associée à une fluctuation du train d'impulsions sur de courtes périodes (tir à tir), comme sur la Figure 7.17a, car il s'agit de bruits avec une fréquence inférieure à environ 20 kHz soit des périodes supérieures à 50 μs. Le spectre de bruits de la diode de pompe de l'oscillateur a été vérifié et il ne présente pas cette « bosse ». Comme généralement le bruit de pompe est transféré dans le bruit de l'oscillateur [64,82,83], cette bosse ne provient pas de la pompe. Comme elle n'apparaît pas dans l'oscillateur CW, elle semble être liée à l'existence du blocage de modes. Comme dans l'article de von der Linde [86], l'origine de cette bosse pourrait être liée alors à des fluctuations d'énergie des impulsions mais sur des période très lente. Ce bruit d'énergie, qui pourrait être aussi un bruit de gigue temporelle, pourrait être dû en partie ou en totalité à des vibrations mécaniques, à des variations thermiques au niveau du milieu de gain ou d'un autre composant (comme le SESAM qui absorbe une partie du faisceau), au couplage de bruits de gigue temporelle dans le bruit d'énergie, à un mauvais alignement...

Par ailleurs, dans le cas des lasers traditionnels de pompe CW des oscillateurs Ti:Saphir, leur spectre de bruits présente souvent des pics de bruits ou aussi des « bosses » [60,80,83], comme illustré sur la Figure 7.18 tiré de [80]. La courbe rouge est une courbe de bruits d'un Verdi V5 de Coherent et la noire, d'un Millenia Vs de Spectra-Physics. La courbe du Millenia présente plus de bruits, car c'est un laser multimode longitudinal contrairement au Verdi, qui est selon le fabricant monomode longitudinal. Le bruit supplémentaire du Millenia est dû à la compétition et au battement de modes longitudinaux. Ces pics et ces « bosses » sont reproduits non seulement dans le bruit d'amplitude, mais aussi dans le bruit de gigue temporelle de l'oscillateur Ti:Saphir par couplage entre les bruits [80].

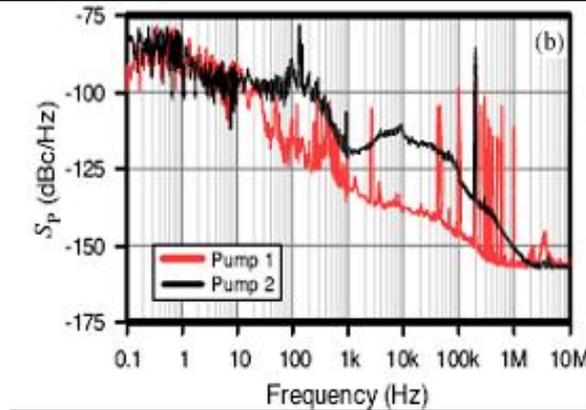


Figure 7.18 Spectres de bruits tirés de [80] pour un Millenia (noir) et pour un Verdi (rouge).

Les références [66,67] indiquent pour leur part que les lasers multimodes longitudinaux peuvent présenter des effets de battements de modes et un accroissement du bruit d'énergie aux basses fréquences, dus à une dynamique non linéaire compliquée des puissances dans chaque mode. Même s'il n'y a qu'une petite fraction de puissance dans un mode supérieur, cela peut être suffisant pour créer un fort bruit supplémentaire, en comparaison avec un laser parfaitement monomode. Les lasers multimodes transverses peuvent présenter aussi plus de bruit d'énergie en comparaison avec les lasers monomode.

Ainsi, dans le cas de notre oscillateur à blocage de modes, la « bosse » pourrait être due, en plus des origines pré-citées, à un battement de certains modes longitudinaux non bloqués en phase, à un battement de modes transverses. Dans ces derniers cas, le bruit entre 100 Hz et 30 kHz devrait pouvoir se réduire par un meilleur alignement. Dans les autres cas, un travail d'ingénierie plus poussé pour stabiliser l'oscillateur devrait également permettre de les réduire

7.4 Réduction des bruits sans asservissement

Toutes les nouvelles courbes de bruits ont été faites à l'aide des spectres RF, acquis avec l'analyseur de spectre RSA-3308A, avec des fenêtres de fréquences et des résolutions avec des bande de bruits (fenêtre/NBW) de 101Hz/313mHz ; 2kHz/783mHz ; 50kHz/20Hz ; 1MHz/391Hz et 20MHz/3kHz. Comme la résolution est meilleure, il y a plus de points et les traces sont plus larges, surtout au bout de chaque spectre dû à l'échelle logarithmique. La photodiode utilisée pour tous les nouveaux spectres de bruits est une photodiode rapide avec un temps de montée de 17 ps.

Toutes ces mesures ont été faites avec l'oscillateur Nd:YVO₄ avec un coupleur de 8% donnant 20 W à une puissance de pompe d'environ 100 W avec une eau de refroidissement de la diode à 15°C. En fait, la thermique de cet oscillateur favorise plus le fonctionnement monomode que l'oscillateur avec le coupleur de 33% pour le design de cavité actuelle. Il est donc plus facile d'obtenir la suppression des pics hautes fréquences et en plus, la diminution de l'amplitude du pic des oscillations de relaxation grâce à un oscillateur avec moins de

perles. Pour toutes les mesures, l'oscillateur était en fonction depuis au moins une heure et dans sa boîte de protection fermée, afin d'être dans de bonnes conditions d'équilibre thermique pour les mesures.

7.4.1 Résultats

Comme il a été déterminé à la section 7.3.2, un oscillateur est moins bruyant en particulier pour les pics à haute fréquences lorsqu'il est réglé pour donner une bonne qualité de faisceau ($M^2 \rightarrow 1,0$) par un fonctionnement purement monomode. La première étape pour tenter de réduire les bruits a donc été d'aligner l'oscillateur pour obtenir une cavité monomode. L'alignement s'est fait à l'aide de l'analyseur de spectre avec une fenêtre de 20 MHz et l'analyse FFT du train d'impulsions affichée à l'oscilloscope, pour observer en temps réel le spectre dès « 0 Hz ». Une fois que par la seule aide de l'alignement tous les pics à des fréquences supérieures à 1 MHz aient été éliminés, l'analyseur de spectre a été réglé sur une fenêtre en fréquences d'une largeur de 50 kHz, afin de bien visualiser l'emplacement de la « bosse » sur un spectre RF. Un spectre RF semblable à la Figure 7.17b a alors été obtenu.

Puis, en observant ce spectre RF en temps réel, un « simple » réglage fin de l'alignement de l'oscillateur, par le coupleur de sortie et le miroir de renvoie de la pompe dans le cristal, a permis de supprimer la totalité des pics de bruits entre 400 Hz et 20 kHz. Le spectre RF de la Figure 7.19a illustre le nouveau spectre RF avec une fenêtre de 50 kHz. En comparaison avec la Figure 7.17b, ce spectre montre bien la suppression des nombreux pics de bruits.

D'une journée à l'autre, cet état de fonctionnement est facilement retrouvé, soit automatiquement, soit après de très légers réalignements.

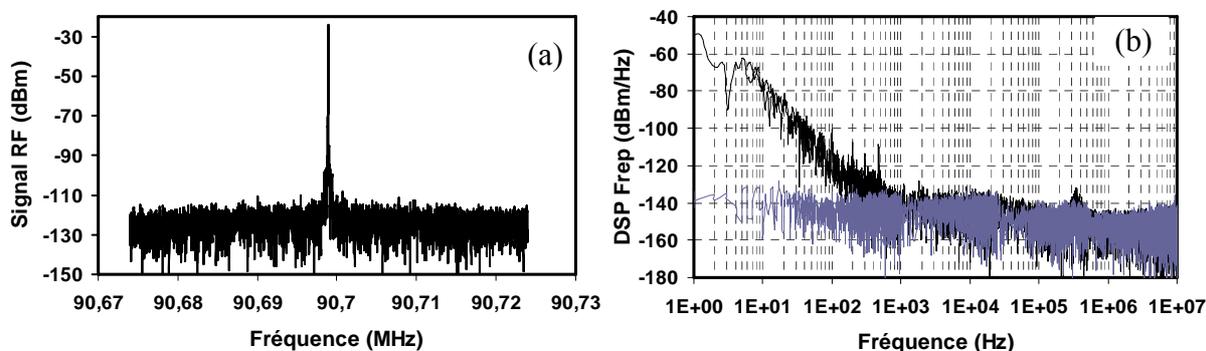


Figure 7.19 (a) Spectres RF (50kHz/20Hz) pour un oscillateur CML-20W avec le coupleur 8% ; (b) spectre de bruits de l'oscillateur Nd:YVO₄ CML-20W avec le spectre du plancher de mesure de bruit (gris-mauve).

La Figure 7.19b illustre le spectre de bruits à la fréquence de répétition de l'oscillateur, reconstruit à partir des spectres RF. Sur le même graphique, le plancher de mesure de bruit a été ajouté (gris-mauve). Cette superposition permet de voir que, outre le pic des oscillations de relaxation, l'oscillateur atteint le plancher de mesure de bruit autour du kilohertz. Les pics très fins en dessous de 600 Hz sont des harmoniques du secteur, bien observés grâce à la meilleure résolution utilisées sur les nouveaux spectres RF.

Les deux graphiques de la Figure 7.20 permettent alors de comparer ce résultat au spectre obtenu auparavant pour un oscillateur de 21 W moins bien aligné et au spectre du Genki, sur

le graphique de gauche, et à de nouvelles mesures sur l'oscillateur Femtosource, sur le graphique de droite²⁶.

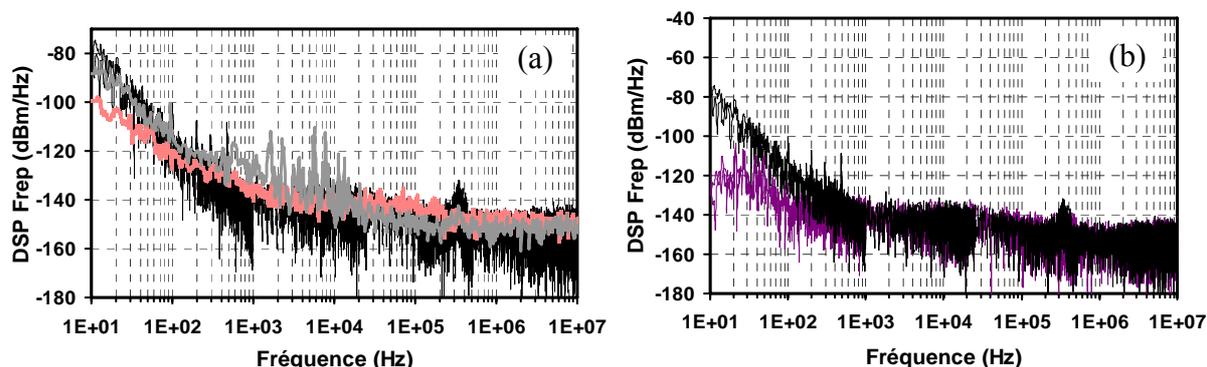


Figure 7.20 Comparaison du nouveau spectre de bruits de l'oscillateur Nd:YVO₄ CML-20W/(P_p=104W) (noire), avec (a) ceux de l'oscillateur CML-21W/(P_p=104W) (gris) et du Genki (rouge) ; (b) avec l'oscillateur Femtosource (violet).

Le premier graphique confirme que la « bosse » a bien été éliminée et que la nouvelle courbe de bruits de l'oscillateur Nd:YVO₄ est au moins aussi bonne, à l'exception du pic des oscillations de relaxation, que celle du Genki entre 100 Hz et 10 MHz, dans les limites de la mesure tout en ayant dix fois plus de puissance moyenne de sortie.

Suite à un réalignement de l'oscillateur Femtosource, son spectre, montré en Figure 7.20b, est moins bruité que celui de la Figure 7.10b. En comparaison avec ce nouveau spectre (violet) du Femtosource, celui de l'oscillateur Nd:YVO₄ (en noir), outre le pic des oscillations de relaxation, est plus bruité, dans les limites de la mesure, seulement en dessous d'environ 500 Hz, tout en ayant 55 fois plus de puissance moyenne de sortie que le Femtosource.

En fait, le nouveau spectre du Femtosource montre que c'est un oscillateur aussi peu bruyant que le Genki, voire moins bruyant. Ce nouveau spectre est d'ailleurs illustré avec le plancher de mesure de bruit sur la Figure 7.21, qui confirme que cet oscillateur est très peu bruyant. Outre les bruits aux fréquences inférieures à 10 Hz, cet oscillateur ne possède qu'une petite « bosse » de bruits entre 10 Hz et 100 Hz.

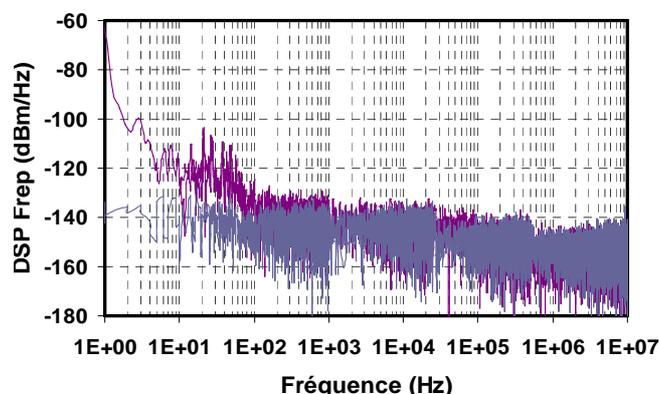


Figure 7.21 Comparaison du spectre de bruits de l'oscillateur Femtosource (violet) avec le bruit plancher de la mesure.

²⁶ L'oscillateur Genki n'était plus disponible au moment de ces mesures.

En résumé, nous avons montré qu'un alignement de l'oscillateur assisté d'un analyseur de spectre nous a permis de supprimer totalement de manière successive les pics à hautes fréquences et, par un ajustement fin de la cavité, la « bosse » entre 100 Hz et 30 kHz. On peut donc alors supposer que celle-ci trouvait son origine dans un battement de modes. L'analyseur de spectre est donc un puissant outil d'aide à l'alignement d'oscillateurs TEM₀₀.

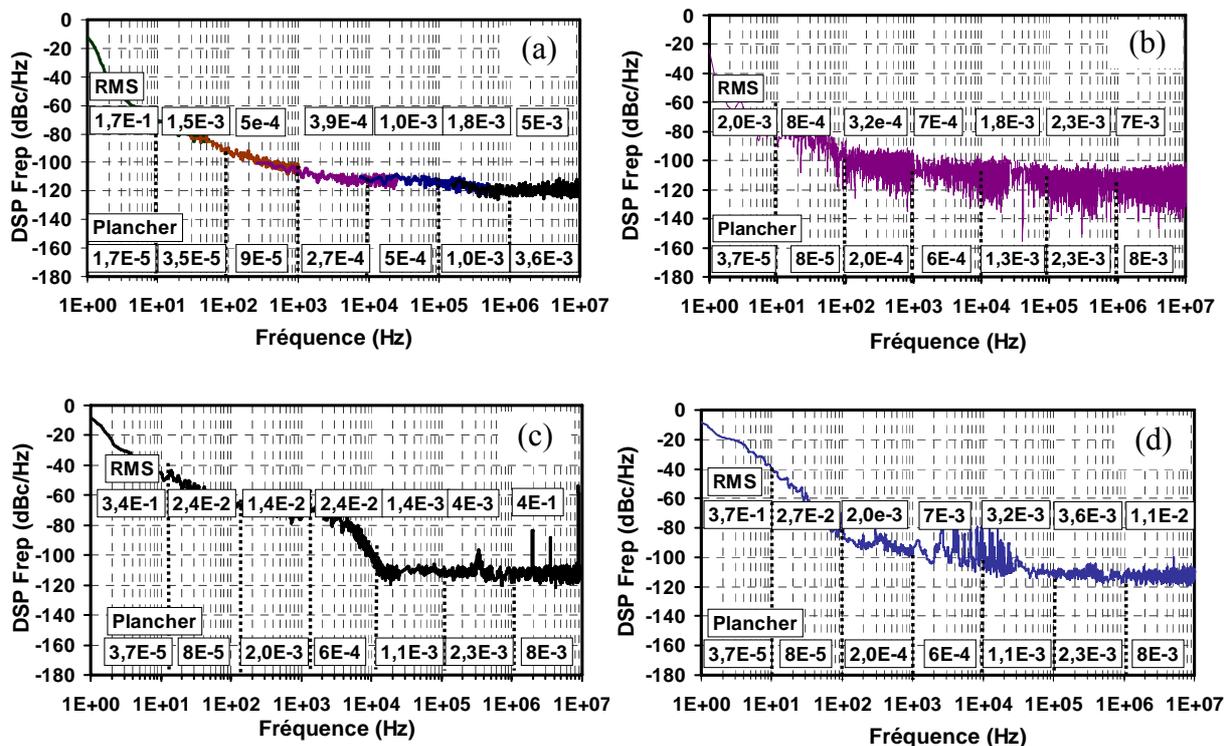
7.4.2 Etude quantitative du bruit à la fréquence de répétition

Nous allons maintenant calculer les valeurs bilatérales RMS des bruits à partir d'un spectre de bruits obtenu à l'aide d'un analyseur de spectre (voir aussi la section 2.3.1) à l'aide des formules 2.11 et 2.12 rappelée ici :

$$A = \int_{1\text{MHz}}^{10\text{MHz}} S(f)df \tag{7.3}$$

$$\text{Bruit RMS} \approx \sqrt{2 * 10^{A/10}} \tag{7.4}$$

La Figure 7.22 illustre donc les valeurs numériques maximales, c'est-à-dire limitées par la mesure, des bruits RMS à la fréquence de répétition des différents oscillateurs étudiés. A titre de comparaison, pour chaque décade et sur chaque graphique, le plancher de mesure de bruit a aussi été calculé pour pouvoir bien identifier l'importance de ce qui en ressort pour chaque section des courbes de bruits. Il est à noter que l'incertitude sur chaque valeur est d'environ 25%, due à l'erreur sur la mesure et à l'erreur sur la puissance de la porteuse. Rappelons aussi que pour les trois derniers graphiques, il s'agit du même oscillateur Vanadate, le premier avec un coupleur de 33%, le second avec un coupleur de 8% et le dernier, le moins bruyant, avec le même coupleur de 8% mais bien optimisé.



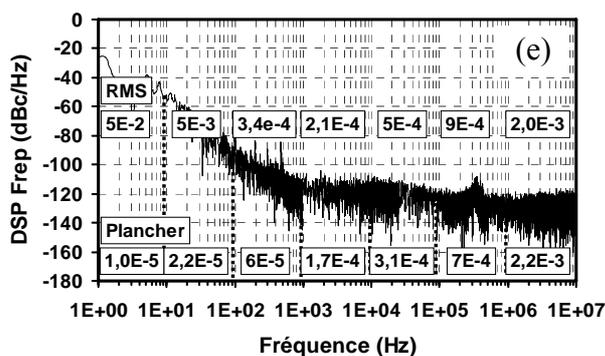


Figure 7.22 Comparaison des valeurs RMS de bruits à la fréquence de répétition par décade de (a) l'oscillateur Genki ; (b) de l'oscillateur Femtosource S20 ; (c) de l'oscillateur Nd:YVO₄ CML-39W ; (d) CML-21W avant la réduction du bruit ; (e) CML-20W après la réduction du bruit avec leurs valeurs de plancher de mesure de bruit respectif.

Il faut noter que les valeurs RMS calculées précédemment sont des valeurs absolues calculées à partir de valeurs exprimées en dBc/Hz qui dépendent de la puissance à la porteuse. Comme le plancher de mesure de bruit dépend du signal sur la photodiode pour les courbes en dBc/Hz, il est plus facile de comparer les valeurs relatives aux plancher de mesure de bruit de différents oscillateurs que leurs valeurs absolues. En soustrayant donc la valeur RMS du plancher de mesure de bruit pour chaque décade à la valeur absolue RMS, on obtient une valeur RMS relative au plancher de mesure de bruit. Ceci de faire sortir les bruits au dessus du plancher de mesure de bruit et donc les défauts sur chaque décade.

Le Tableau 7.2 rapporte donc, ces valeurs relatives en %RMS des différents oscillateurs. Ces chiffres indiquent les valeurs maximales du bruit à la fréquence de répétition, soit un mélange du bruit d'amplitude et du bruit de gigue temporelle. La dernière colonne donne quant à elle pour comparaison les valeurs absolues %RMS sur la bande 100 Hz-10 MHz.

Tableau 7.2 Valeurs numériques du bruit à la fréquence de répétition en % RMS pour chaque décade pour différents oscillateurs.

Plage de fréquences [Hz]	%RMS en soustrayant le plancher							%RMS sans soustraction du plancher
	10	100	1k	10k	100k	1M	100Hz	
-	-	-	-	-	-	-	-	100Hz-10MHz
100	100	1k	10k	100k	1M	10M	10MHz	
Genki	0,15	0,04	0,01	0,05	0,08	0,14	0,17	0,5
Femtosource	0,07	0,01	0,01	0,05	≤pl	≤pl	0,05	0,8
39W	2,4	1,2	2,3	0,03	0,17	40	40	40
21W	2,7	0,18	0,6	0,21	0,13	0,3	0,7	1
20W	0,5	0,03	≤pl	0,02	0,02	≤pl	0,04	0,2

pl : plancher de mesure de bruit

L'analyse de la Figure 7.22 et du Tableau 7.1 permet un certain nombre d'observations.

- Sur la première décade, alors que l'oscillateur délivrant 20 W est moins bruyant que les deux autres oscillateurs Vanadate et beaucoup plus que le Femtosource, il faut être très prudent sur l'interprétation de ces valeurs numériques. En effet, les valeurs de

bruits aux fréquences inférieures à environ 100 Hz, sont grandement influencées s'il existe une variation lente du taux de répétition dans le temps, puisque le temps d'acquisition est plus long. Cette variation est présente pour les oscillateurs Vanadate (voir la section 7.7), mais aussi pour le Genki.

- Pour la décade 100 Hz - 1 kHz, le bruit de l'oscillateur Vanadate diminue à mesure qu'il est bien aligné pour atteindre une valeur ressortant du plancher de 0,03% RMS, valeur se situant entre celles du Genki et du Femtosource. Ce chiffre inclut, évidemment lorsqu'ils sont présents, la contribution des pics aux harmoniques du secteur, comme pour l'oscillateur 20 W.
- Pour les fréquences 1 kHz - 10 kHz, alors que le Genki et le Femtosource sont presque au plancher de mesure, le bruit de l'oscillateur Vanadate est aussi de plus en plus faible à mesure qu'il est bien réglé et ce, jusqu'à atteindre lui aussi le plancher de mesure.
- Sur la décade 10 kHz - 100 kHz, l'oscillateur d'une puissance de 21 W est plus bruyant, car il est le seul à présenter des pics de bruits au-dessus de 10 kHz.
- Pour les fréquences 100 kHz - 1 MHz, le bruit des oscillateurs Vanadate ressort également du plancher de mesure de bruit de mesure à cause du pic des oscillations de relaxation. Cependant, la valeur de bruits diminue à mesure que le laser est bien réglé pour être monomode transverse. Ce bruit sera d'ailleurs encore plus réduit avec l'asservissement de l'oscillateur, grâce à la compensation des vibrations.
- Pour la gamme de fréquences 1 MHz - 10 MHz, les oscillateurs Nd:YVO₄ d'une puissance moyenne de 39 W et 21 W ressortent beaucoup du plancher de mesure de bruit à cause de leurs pics de bruit à haute fréquence. La valeur de bruits d'énergie de 40% RMS de l'oscillateur 39 W est d'ailleurs facilement compréhensible avec la Figure 7.16a, où la fluctuation d'énergie est visible.
- Finalement, sur la gamme 100 Hz-10 MHz, la diminution de la courbe de bruits rend l'oscillateur Nd:YVO₄ de moins en moins bruyant à mesure que l'alignement est optimisé pour favoriser un fonctionnement monomode et une cavité bien réglée. De plus, l'oscillateur Vanadate de 20 W est aussi peu bruyant que le Femtosource et bien moins bruyant que le Genki, dans les limites de la mesure.
- Les valeurs en %RMS, sans avoir retranché le plancher de mesure de bruit, sur une bande de 100 Hz – 10 MHz donnent des valeurs maximales de bruit à la fréquence de répétition pour chaque oscillateur, dans leurs propres conditions de mesure. Comme ces valeurs dépendent du plancher de mesure de bruit, elles sont difficilement comparables entre elles. Nous pouvons seulement affirmer que le bruit à la fréquence de répétition de l'oscillateur Vanadate avec une puissance de 20 W est inférieur à 0,2% RMS pour la plage de fréquences 100 Hz-10 MHz.

Ainsi, l'analyse quantitative des spectres de bruits a permis de confirmer ce qui avait été observé qualitativement dans la section précédente. Dans les limites de la mesure, notre oscillateur à blocage de modes de forte puissance moyenne est potentiellement aussi peu bruyant à la fréquence de répétition qu'un laser Ti:Saphir et moins bruyant que le Genki, deux lasers de faible puissance à faibles bruits. Un oscillateur puissant n'est donc pas forcément plus bruyant qu'un oscillateur de faible puissance.

7.5 Evolution du bruit lors de la conversion de fréquence

Pour nos applications, c'est l'oscillateur doublé en fréquence qui devra être utilisé pour injecter la cavité Fabry-Perot. Il est donc important de déterminer si le bruit à la fréquence de répétition du laser Nd:YVO₄ est amplifié ou pas par ce doublage en fréquence. Ce test permettra d'analyser l'origine du bruit à la fréquence de répétition : un bruit d'énergie ou un bruit de gigue temporelle.

L'oscillateur Nd:YVO₄, ayant le coupleur de sortie de 8% et délivrant une puissance moyenne de sortie de 20 W, a été doublé en fréquence de la même manière qu'à la section 6.1.2. La puissance obtenue à une longueur d'onde de 532 nm était de 14 W (efficacité de 70%) pour une température du four de 148,8°C. Les courbes de bruits ont été enregistrées avec la photodiode de 17 ps de temps de montée et l'analyseur de spectre RSA-3308A. Pour les mesures à 532 nm, le signal à 1064 nm était filtré par deux miroirs dichroïques et un filtre spectral laissant passer moins de 0,01% à cette longueur d'onde, pour s'assurer de n'avoir que le signal doublé sur la photodiode.

7.5.1 Résultats

La Figure 7.23 montre les valeurs chiffrées absolues de bruits RMS décade par décade pour l'oscillateur Vanadate doublé en fréquence indiquant les valeurs maximales du bruit à la fréquence de répétition. La valeur absolue de bruit sur la plage 100Hz-10 MHz est de 0,2%RMS.

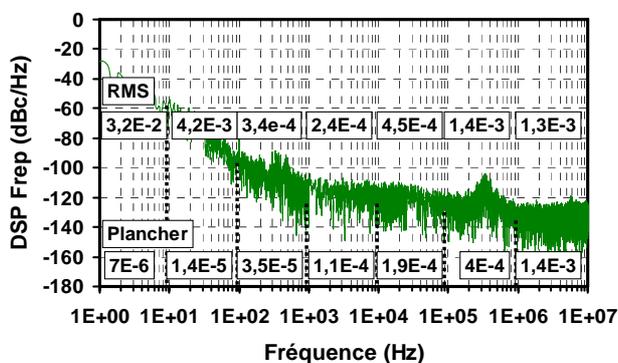


Figure 7.23 Valeurs de bruits RMS à la fréquence de répétition par décade, de l'oscillateur Nd:YVO₄ CML-20W doublé en fréquence délivrant 14 W avec les valeurs de bruits du plancher de mesure de bruit.

Comme dans la section précédente, le Tableau 7.3 résume les valeurs relatives en %RMS en ayant soustrait le plancher de mesure de bruit pour chaque décade.

Tableau 7.3 Valeurs numériques relatives en %RMS du bruit à la fréquence de répétition d'un oscillateur émettant à 1064 nm puis doublé en fréquence à 532 nm.

Plage de fréquences [Hz]	%RMS en soustrayant le plancher						
	10-100	100-1k	1k-10k	10k-100k	100k-1M	1M-10M	100Hz-10MHz
20W 1064nm	0,5	0,03	≤pl	0,02	0,02	≤pl	0,04
14W 532nm	0,4	0,03	0,01	0,02	0,10	≤pl	0,11

pl : plancher de mesure de bruit

Contrairement à certains spectres issues de d'autres études [86,212], la comparaison des chiffres entre le laser à 1064 nm et le même doublé en fréquence à 532 nm ne montre pas d'augmentation significative du bruit à la fréquence de répétition lors de la génération de seconde harmonique sauf au pic des oscillations de relaxation. Ceux-ci augmentent le bruit d'un facteur 2,7 sur une plage de 100 Hz à 10 MHz. Cependant, comme la photodiode est plus sensible à 532 nm qu'à 1064 nm, le signal débité par la photodiode est plus grand (+4dBm) et le plancher de mesure de bruit est plus faible. Le pic des oscillations de relaxation ressort donc plus du plancher de mesure de bruit en dBc/Hz, ce qui fait augmenter le niveau de bruit relatif entre 100 kHz et 1 MHz. Ceci n'est cependant pas suffisant pour expliquer totalement l'augmentation du bruit sur cette plage.

7.5.2 Discussion

A première vue, le bruit à la fréquence de répétition est composé d'un bruit d'énergie et d'un bruit de gigue temporelle. Un bruit d'énergie ne devrait pas nuire au couplage dans une cavité Fabry-Perot. Toutefois, il est quand même important qu'il soit de faible valeur, car il peut induire du bruit de gigue temporelle via différents couplages à l'intérieur de l'oscillateur (voir section 2.4). Le doublage en fréquence est un processus proportionnel à l'intensité (I) au carré :

$$I_{2\omega} \propto I_{\omega}^2 \propto \left(\frac{E}{\tau_p} \right)^2 \quad 7.5$$

où E est l'énergie des impulsions et τ_p est leur durée. Dans ce cas, le bruit (δ) du signal doublé en fréquence devra correspondre à :

$$\frac{\delta I_{2\omega}}{I_{2\omega}} = 2 \left(\frac{\delta E_{\omega}}{E_{\omega}} + \frac{\delta \tau}{\tau} \right). \quad 7.6$$

Ainsi, s'il y a un bruit d'énergie ou de durée des impulsions sur le signal à 1064 nm, le bruit devra être doublé à 532 nm (+3 dBm). Par contre, lors du doublage, la phase temporelle ne subit pas de changement et le bruit de la phase temporelle ($\delta\phi$) est conservé. Par conséquent, le bruit de phase temporelle, donc de la gigue temporelle ne devrait pas être augmenté par le doublage de fréquence.

Alors que la mesure à 1064 nm n'est pas sensible à la fluctuation de la durée des impulsions, la formule 7.6 indique que par contre la mesure de bruits à 532 nm y est sensible. Ainsi, l'absence d'augmentation du bruit à la fréquence de répétition sur la plupart des décades du laser doublé en fréquence indique tout d'abord l'absence de fluctuations importantes de la durée des impulsions. Ce résultat indique aussi une absence de bruit important de l'énergie des impulsions. Par contre, l'augmentation du bruit lors du doublage au niveau du pic des oscillations de relaxation montre que ce bruit est bien du bruit d'énergie (voir la section 2.2.2). Puisque les perturbations de la cavité sont à l'origine des oscillations de l'énergie, le bruit à cette fréquence pourrait être réduit en stabilisant mieux thermiquement et mécaniquement la cavité et en asservissant la cavité sur une référence stable. En dehors de ce pic, les observations semblent alors indiquer que la majorité du bruit constaté sous le kilohertz peut être du bruit de gigue temporelle.

Par ailleurs, cet oscillateur avec une valeur absolue maximale de bruit à la fréquence de répétition de 0,2% RMS (0,05% RMS a même été observé) après doublage associé à une bonne qualité de mode pourrait être un bon candidat comme laser de pompe de milieux amplificateurs. En effet, le bruit d'énergie de la pompe se retrouve couplé en partie dans le bruit de la phase sous la porteuse (« carrier-envelope phase ») [60,221]. Aussi, des pompes peu bruyantes tels que le Verdi monomode de Coherent et non le Millennia de Spectra Physics sont utilisées pour pomper des oscillateurs Ti:Saphir à stabilisation de la phase sous la porteuse (CEP) [60]. Ainsi, puisque l'oscillateur Vanadate à blocage de modes a démontré peu de bruit d'énergie, il pourrait pomper un oscillateur Ti:Saphir [222,223] destiné à être lui-même peu bruyant en profitant par la même occasion de sa forte puissance moyenne.

7.6 Bruit de gigue temporelle

Afin d'étudier le bruit de gigue temporelle de l'oscillateur Nd:YVO₄ avec un coupleur de sortie de 8%, la méthode de von der Linde a été utilisée [86] (voir la section 2.4.3). Sa méthode consiste à mesurer le bruit à des harmoniques de la fréquence de répétition pour étudier si le bruit comprend une composante de bruits de gigue temporelle. Sa méthode suppose que la mesure aux harmoniques est plus sensible en n^2 au bruit de gigue temporelle, ou n est le numéro de l'harmonique. Cette méthode suppose aussi que les bruits d'amplitude et de gigue temporelle sont faibles et que les deux bruits ne sont pas corrélés. Ce n'est pas toujours le cas dans les oscillateurs, comme expliqué au chapitre 2. Par contre, cette méthode est technologiquement très simple et permet d'avoir une première estimation du bruit de gigue temporelle.

Les mesures ont été faites à l'aide du RSA-3308A et de la photodiode avec un temps de montée de 17 ps permettant des mesures aux harmoniques du taux de répétition, contrairement à la photodiode de 1 ns de temps de montée. La mesure était limitée par la bande passante du câble coaxial avec 4 GHz, mais surtout par le fait que le signal diminue de 10 dBm à la dixième harmonique et de 20 dBm à la vingtième, diminuant petit à petit le rapport signal à bruit. Ne disposant pas d'amplificateur électronique, les mesures ont été limitées à la vingtième harmonique du taux de répétition.

Pour l'oscillateur Vanadate CML-20W à une longueur d'onde de 1064 nm, la Figure 7.24a illustre le résultat des mesures à la fréquence de répétition (courbe noire), à sa dixième harmonique (courbe rouge) et à sa vingtième harmonique (courbe bleue).

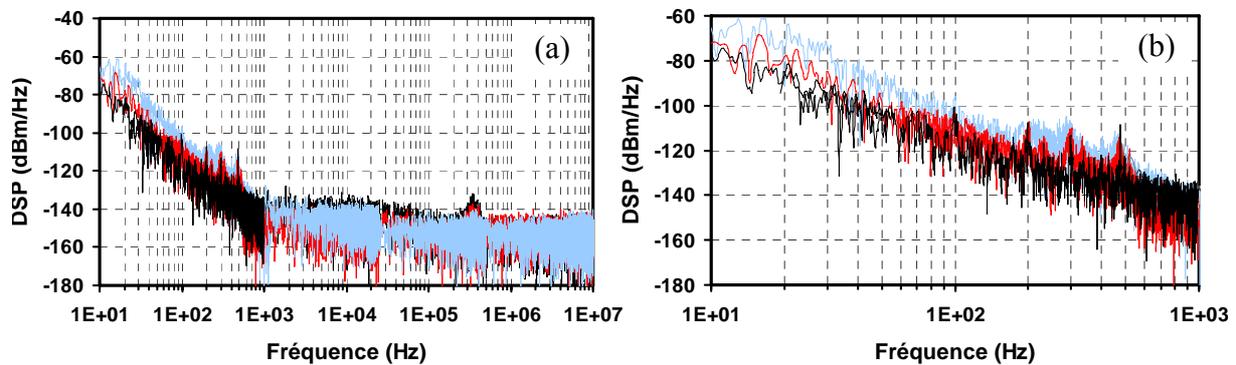


Figure 7.24 (a) Comparaison des spectres de bruits de l'oscillateur Nd:YVO₄ CML-20W à la fréquence de répétition (noire) à sa dixième harmonique (rouge) et à sa vingtième harmonique (bleu) ; (b) zoom de la partie 10Hz-1kHz de (a).

Ces mesures semblent montrer une augmentation de la courbe de bruits d'environ 10 dBm/Hz aux fréquences inférieures au kilohertz entre la courbe à la fréquence de répétition et sa vingtième harmonique à 1,81 GHz. Figure 7.24b montre un grandissement entre 10 Hz et 1 kHz du premier graphique. Cette section montre bien une augmentation du bruit, pouvant indiquer la présence d'un bruit de gigue temporelle. Pour vérifier que les bruits mesurés ne sont liés qu'au bruit de gigue temporelle, des mesures de bruits à la 10^e et la 20^e harmonique du taux de répétition ont été réalisées sur cet oscillateur doublé en fréquence. Comme à la section 7.5, la comparaison des courbes de bruits entre le faisceau à 1064 nm et à 532 nm pour la même harmonique n'indique aucune augmentation significative du bruit, confirmant que le bruit mesuré est bien un bruit de gigue temporelle.

La courbe de bruit en dBm/Hz a été convertie en dBc/Hz et le bruit de gigue temporelle en unité de temps est déterminé par l'équation 2.13 rappelée ici :

$$\text{Bruit RMS de gigue temporelle [seconde]} \approx \frac{\sqrt{2 * 10^{A/10}}}{2\pi f} \quad 7.7$$

où A a été défini par l'équation 7.3 et f est ici de 1,8 GHz, soit la 20^e harmonique de la fréquence de répétition du laser. La Figure 7.25 exprime donc en picosecondes les valeurs absolues de bruits RMS de gigue temporelle, obtenues à l'aide de l'équation 7.7, calculées pour la vingtième harmonique de la fréquence de répétition. Sur la même figure, sont aussi indiquées les valeurs du plancher de mesure de bruit.

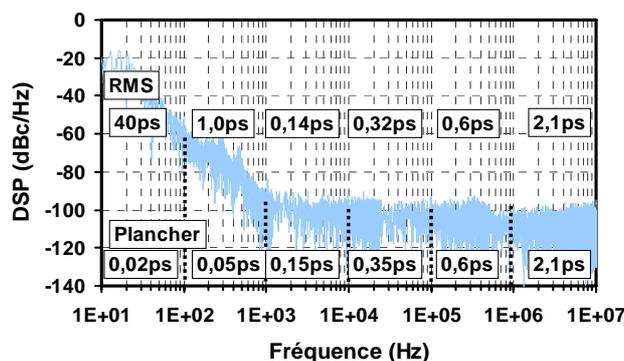


Figure 7.25 Valeurs RMS de bruits de gigue temporelle par décade, calculée à partir de la vingtième harmonique de la fréquence de répétition, de l'oscillateur Nd:YVO₄ CML-20W, de même que les valeurs de plancher de mesure de bruit.

A partir de ce graphique, on peut voir que seuls les bruits inférieurs à 1 kHz sortent du plancher de mesure de bruit. Sur la plage 100Hz-1kHz, l'oscillateur Vanadate CML présente un bruit de gigue temporelle maximal de 1 ps RMS. En dessous de 100 Hz, la valeur donnant 40 ps RMS n'est pas significative car l'oscillateur n'est pas stabilisé. Elle illustre plutôt une mise en évidence de la dérive du taux de répétition sur la durée de l'acquisition. Afin de comparer le bruit de gigue temporelle à celui de la Figure 2.5, nous calculons néanmoins la valeur RMS entre 10 Hz et 10 MHz et trouvons une valeur de 40 ps alors que celle de la Figure 2.5 est de 43 ps sur une plage 11 Hz – 40 MHz pour un oscillateur Ti:Saphir non asservi. Nous pouvons alors considérer la valeur obtenue comme excellente.

En conclusion, étant limité par le plancher de la mesure, le bruit de gigue temporelle de l'oscillateur Nd:YVO₄ optimisé non asservi n'a pu être estimé que sur la plage 100Hz-1kHz. Sur cette plage, la dérive de son taux de répétition n'a pas d'influence et le bruit de gigue temporelle est inférieur à 1 ps pour une puissance de sortie CML de 20 W. Pour augmenter la plage de fréquence hors du plancher de mesure de bruit et affiner les mesures, l'utilisation d'une photodiode débitant un courant plus important à 1064 nm tel que InGaAs ou d'une photodiode couplée à une amplificateur électronique peu bruyant serait plus adaptée. L'instrument le plus adéquat, au prix d'un investissement financier important, reste l'analyseur de bruit de phase afin d'atteindre des planchers de mesure de bruits inférieurs. Toutefois, nous pouvons affirmer que les résultats de la gigue temporelle obtenue pour notre oscillateur Nd:YVO₄ de puissance sont excellentes en comparaison avec celle d'un oscillateur Ti:Saphir qui a déjà pu être asservi sur une cavité d'un gain de 10 000. Par conséquent, une fois de plus, nous démontrons qu'un oscillateur de puissance pompé avec une diode de 100 W n'est pas un problème pour obtenir un oscillateur à bas bruit qui pourra être injecté dans un Fabry-Perot ayant un fort gain.

7.7 Bruit à très basse fréquence : évolution de la fréquence de répétition au cours du temps

L'analyseur de spectre permet de reconstituer des courbes de bruits allant d'une fréquence d'environ 1-10 Hz à 10-100 MHz. Pour accéder à des informations sur le bruit à des

fréquences plus basses, il faudrait faire des acquisitions sur de plus longues périodes. Mais comme la fréquence de répétition dérive au cours de ce temps, les mesures sont faussées. Cette dérive correspond d'ailleurs à un bruit à très basse fréquence. Par contre l'analyseur de spectre permet l'enregistrement du spectre RF du pic de la fréquence de répétition au cours du temps et donc d'en mesurer les dérives. Pour l'oscillateur ayant un coupleur de sortie de 8% et donnant une puissance de 20 W, la Figure 7.26 illustre cette mesure, selon différentes fenêtres de fréquences et différentes durées d'acquisition. Le code des couleurs correspond à l'intensité du signal, le rouge pour un signal de -19 dBm et le bleu foncé pour un signal de -119 dBm.

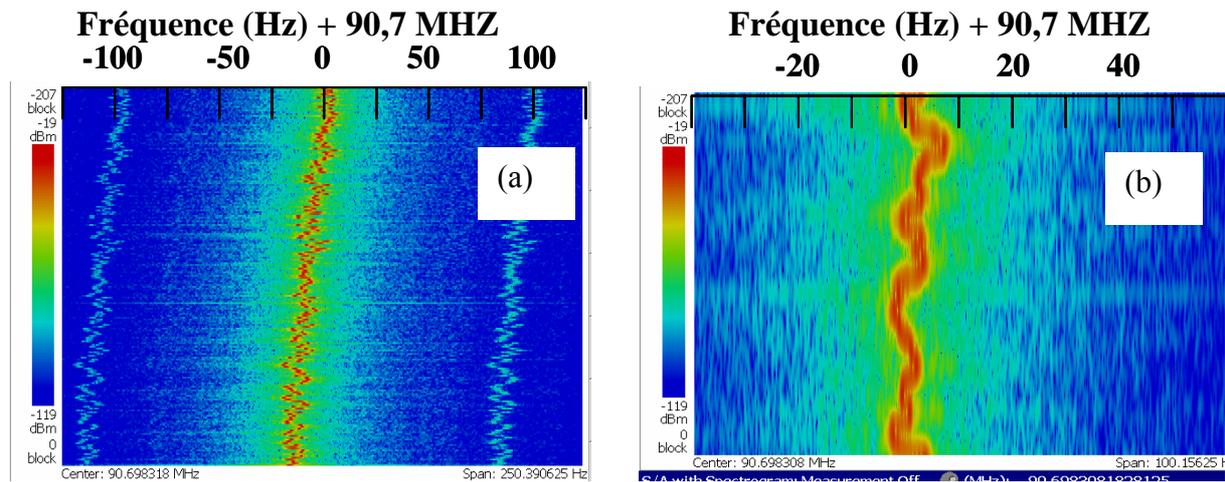


Figure 7.26 Images des spectres RF de la fréquence de répétition du laser Nd:YVO₄ CML-20W dans le temps. Fenêtre/NBW, durée : (a) 250Hz/783 mHz, 9 minutes ; (b) 100Hz/313mHz, 1 minute.

Sur la Figure 7.26a, il apparaît que la fréquence de répétition possède une dérive qui la fait diminuer d'environ 25 Hz en 10 minutes. Le bruit qui suit la fréquence de répétition à une distance de 100 Hz est une harmonique du secteur. De chaque côté de la fréquence de répétition, un bruit de faible amplitude et d'une largeur totale de 150 Hz apparaît. La dérive correspond à un changement de la taille de la cavité de moins de 1,5 μm à toutes les heures. Il est donc corrigé avec un actuateur piézo-électrique.

Par ailleurs, comme nous pouvons le voir sur la Figure 7.26b, la variation de la fréquence de répétition possède aussi une dérive rapide d'environ 15 Hz ($\sim 0,3\mu\text{m}$) sur des périodes de quelques secondes. La Figure 7.26b montre aussi un bruit plus important sur environ 15 Hz de chaque côté du pic central. La variation de la fréquence de répétition est elle aussi tout à fait corrigé par des actuateurs piézo-électriques qui posséderont une excellente bande passante. Celle-ci sera par exemple de 10 kHz pour 6 μm de course ou de 22 kHz pour 15 μm de course. Toutes ces informations sont utiles pour concevoir le système d'asservissement de cet oscillateur afin de stabiliser sa fréquence de répétition dans le temps.

Un enregistrement des données de l'analyseur de spectre est aussi possible. Il permet alors d'avoir accès à des traces sur de plus longues périodes de temps. La reconstruction des traces permet d'obtenir les résultats illustrés à la Figure 7.27.

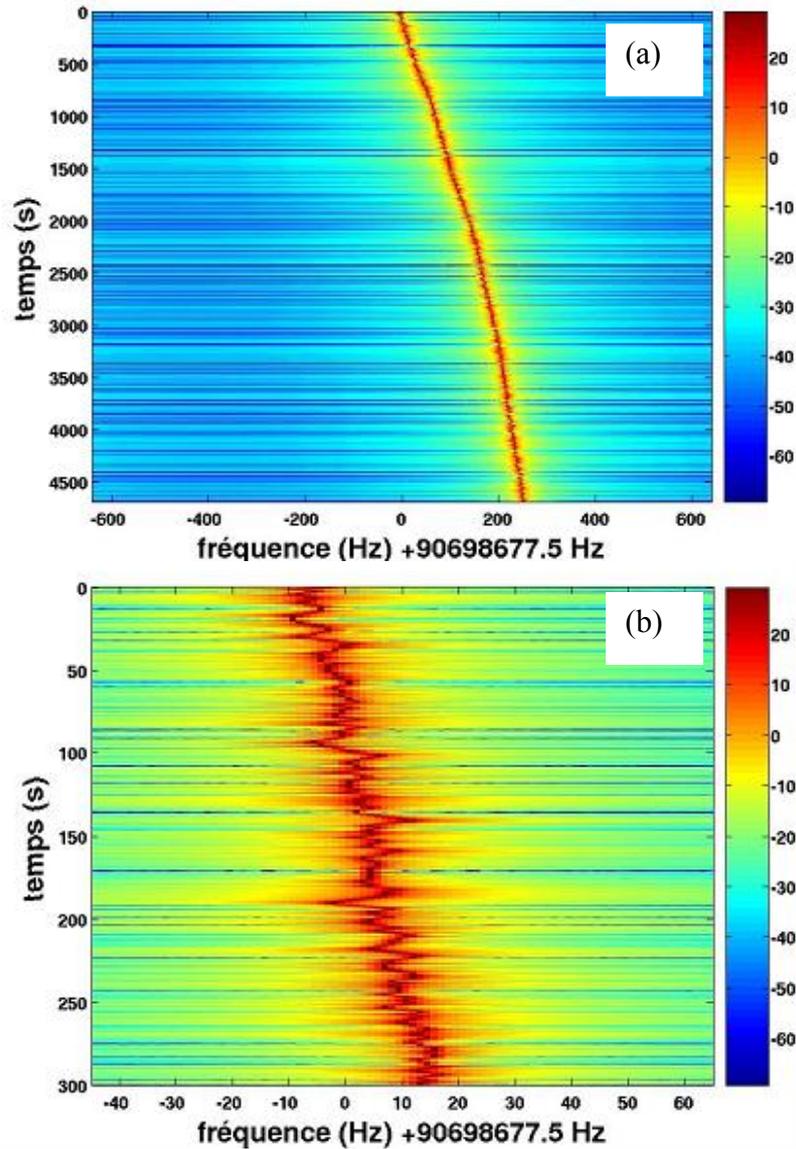


Figure 7.27 Reconstitution de spectres RF de la fréquence de répétition du laser Nd:YVO₄ CML-20W dans le temps. Sur une durée de (a) 1h20 ; (b) agrandissement d'une tranche de 5 minutes. Le code des couleurs correspond à l'intensité du signal.

Figure 7.27a montre l'évolution de la fréquence de répétition pendant 1h20. Sur cette mesure, elle s'est déplacée d'environ 250 Hz (2,5 μ m) présentant d'abord une pente plus forte et ensuite plus faible. La dérive est en accord avec celle mesurée précédemment. Figure 7.27b est un agrandissement de la Figure 7.27a permettant de bien observer la variation rapide de la fréquence de répétition pendant 5 minutes. On peut voir qu'à certains moments, comme autour de 185 s, la fréquence de répétition possède des variations « rapides » d'une amplitude jusqu'à environ 15 Hz en l'espace de quelques secondes. Ces données confirment, et de manière plus précise, les observations faites sur les images de la Figure 7.26. Elles prouvent que l'oscillateur Vanadate pourrait être asservi à l'aide d'un actuateur piézo-électrique, puisque les variations sont à l'intérieur de leurs capacités de correction. Sur cette trace, on peut aussi observer d'autres moments, comme par exemple autour de 170 s, où l'oscillateur est très stable avec sa fréquence de répétition constante pendant quelques secondes. A ce même moment, l'oscillateur est aussi peu bruyant car la largeur du pic de la fréquence de répétition, et donc son bruit, est très faible. Sur cette tranche horizontale, la trace passe rapidement du rouge au bleu, avec très peu de jaune. Ceci montre que cet oscillateur peut de

lui-même être très peu bruyant et ces observations confirment que cet oscillateur est vraiment un bon candidat pour obtenir un oscillateur à bas bruit. Un asservissement sur une référence stable, comme un Fabry-Perot, permettra de grandement diminuer les bruits de dérive et de gigue temporelle pour atteindre un bon couplage dans une cavité Fabry-Perot de haute finesse.

7.8 Conclusion

Ce travail a permis de montrer que l'analyse des spectres radiofréquences d'un oscillateur laser, par FFT effectuée par un oscilloscope numérique et par un analyseur de signaux, est une méthode puissante pour développer des oscillateurs à blocage de modes de bonne qualité. La quantité d'informations disponible permet des ajustements fins des cavités laser de telle sorte que l'oscillateur soit au bout du compte parfaitement monomode transverse et stable.

L'utilisation d'un analyseur de spectre pour la construction d'un laser à faibles bruits nous a permis de régler l'oscillateur Nd:YVO₄ pour passer d'une densité spectrale de puissance du bruit à la fréquence de répétition de 40% RMS à 0,2% RMS sur la bande 100Hz-10MHz. Cet analyseur de spectre a permis aussi de déterminer sur l'oscillateur doublé de fréquence que la contribution du bruit d'énergie à ce bruit est faible et que le bruit de la durée d'impulsion est également faible. Enfin, il a permis de mesurer un bruit de gigue temporelle inférieur à 1,2 ps RMS sur la bande 100 Hz-1MHz.

Ces mesures de bruits ont permis de montrer une corrélation entre le bruit et la qualité de faisceau. Une étude plus poussée avec asservissement de l'oscillateur et avec injection dans un Fabry-Perot permettrait ensuite d'étudier le couplage du laser dans la cavité Fabry-Perot en fonction du bruit du laser non asservi. Ceci permettrait alors d'établir des valeurs de bruit du laser non asservi nécessaires à atteindre pour obtenir un bon couplage dans le Fabry-Perot.

En comparaison avec d'autres oscillateurs à faibles bruits et faible puissance moyenne tels que Genki de Onefive et Femtosource de Femtolaser, l'oscillateur Nd:YVO₄ s'avère être, sur la bande 100 Hz-10 MHz, aussi peu voire moins bruyant à la fréquence de répétition alors qu'il délivre une puissance moyenne de plusieurs dizaines de fois supérieure. Un oscillateur puissant pompé par des diodes de puissance n'est donc par forcément plus bruyant que les oscillateurs moins puissants.

Les bruits résiduels à la fréquence de répétition sont essentiellement des bruits d'origine technique (vibrations mécaniques, acoustiques, variations thermiques...) dont l'amplitude peut être réduite par une meilleure ingénierie. Des pistes pour réduire ces bruits d'origine mécaniques consisteraient par exemple à réduire au maximum la hauteur du faisceau dans l'oscillateur et d'isoler le bruit mécanique venant du refroidissement de la diode. Quant aux bruits d'origine thermique, une base thermo régulée comme dans certains oscillateurs commerciaux, des matériaux peu sensibles aux variations de la température, comme l'Invar et un refroidissement actif et régulé du SESAM et du cristal permettrait de diminuer de manière sensible les variations thermiques de l'oscillateur.

Les mesures de la fréquence de répétition au cours du temps ont permis de démontrer que l'oscillateur Nd:YVO₄ peut être de lui même stable et peu bruyant. Un asservissement lent permettrait alors de se caler sur ce régime de fonctionnement peu bruyant ce qui permettra ensuite à l'asservissement rapide de corriger de manière plus efficace les bruits de gigue temporelle résiduels.

Conclusion générale et perspectives

Dans le cadre du développement d'une source compacte pour la génération d'un rayonnement X monochromatique à des fins d'applications sociétales, l'objectif de ce travail de thèse a été de développer des oscillateurs à faibles bruits, d'une durée d'impulsion d'une dizaine de picosecondes. La structure d'une telle source basée sur la génération de rayonnement X par interaction Compton lors de la collision de paquets d'électrons et d'impulsions laser à l'intérieur d'une cavité Fabry-Perot très haute finesse, nécessite une puissance moyenne de plusieurs dizaines de Watt. La solution retenue dans ce travail a consisté à développer des oscillateurs de très forte puissance moyenne qui pourront ensuite être suivis d'amplificateurs à bas gain.

Une étude préliminaire, en dehors de l'objet de ce travail, a permis d'établir, en vue de ces applications, certaines performances à atteindre pour la partie laser selon différents scénarii. Celles-ci sont rappelées au Tableau 8.1 pour un scénario conservateur et un scénario ambitieux. Ce tableau résume aussi les performances obtenues pour les oscillateurs Nd:YAG et Nd:YVO₄ développés au cours de ce travail de thèse.

Tableau 8.1 Cahier des charges pour la partie laser pour une machine de production de rayonnement X et performances obtenues dans ce travail

	Unités	Scénario		Réalizations	
		Conservateur	Ambitieux	Nd:YAG	Nd:YVO ₄
Type de Laser				Oscillateur	Oscillateur
Longueur d'onde des photons	nm	1064	532	1064	1064/532
Puissance moyenne (avant le Fabry-Perot)	W	20	50	21	20/14
Durée des impulsions	ps	1-20	1-20	18	15
Taux de répétition	MHz	20-100	20-100	82	91
Qualité de faisceau		$M^2 \leq 1,1$	$M^2 \leq 1,1$	non mesuré	< 1,2
Bruit		non chiffré → le moins bruyant possible			
à f_{rep} : 100Hz – 10 MHz	% RMS			non mesuré	<0,2
Gigue temporelle : 100Hz–1MHz	ps RMS			non mesuré	<1,2

Un oscillateur Nd:YAG à pompage radial a été développé et a permis de démontrer la génération d'impulsions de 18 ps avec une puissance moyenne de 21 W. Cet oscillateur est toujours, au meilleur de notre connaissance, l'oscillateur Nd:YAG à blocage de modes picoseconde le plus puissant utilisant une architecture simple à une seule tête de pompage jamais publié [163]. Cet oscillateur Nd:YAG, malgré quelques désavantages comme sa faible efficacité, l'obligation d'introduire un élément polarisant dans la cavité et l'obligation d'introduire un diaphragme pour obtenir un mode TEM₀₀, a quand même démontré d'excellentes performances qui lui permettent de remplir les critères d'un scénario conservateur. Malheureusement, le bris de la structure de pompage n'a pas permis de poursuivre sa caractérisation et son développement.

Un oscillateur Nd:YVO₄ de forte puissance moyenne, à blocage de modes passif par SESAM stable et auto-démarrant, à une longueur d'onde de 1064 nm et un taux de répétition de 91 MHz a par ailleurs été développé. Cet oscillateur délivre une puissance moyenne maximale de 45 W avec des impulsions d'une durée de 32 ps pour un rapport de polarisation de 10⁴:1. En diminuant les pertes de la cavité par la réduction de la transmission du coupleur de sortie, nous avons réussi à démontrer des durées d'impulsions ajustables entre 46 ps et 12 ps, sans recourir au SHB qui est la méthode la plus utilisée. Nous avons pour ce faire changé physiquement le coupleur de sortie, mais un coupleur variable à l'intérieur de la cavité pourrait tout aussi bien être utilisé. Cependant, en même temps, la puissance moyenne de sortie est passée de 45 W à 15 W et il semble qu'il faille faire un compromis entre puissance de sortie et durée d'impulsion. Cependant, au meilleur de nos connaissances, nous avons démontré là les oscillateurs Nd:YVO₄ les plus puissants dans cette gamme de durée d'impulsion [200]. De plus, avec 12 ps, nous avons aussi démontré les impulsions les plus courtes jamais obtenues dans un oscillateur Nd:YVO₄ sans SHB. Des simulations numériques ont permis de mettre en évidence l'importance de la balance entre le rétrécissement spectral par le gain qui tend à allonger temporellement les impulsions et le rétrécissement temporel par l'absorbant saturable. Une solution analytique dérivée du modèle de Haus nous a permis de prédire la durée des impulsions en fonction des paramètres du laser et des solutions pour obtenir des oscillateurs puissants avec de courtes durées d'impulsions ont ainsi pu être proposées.

Grâce à l'analyse des spectres radiofréquences, différents ajustements de l'oscillateur Nd:YVO₄ ont permis de passer d'une densité spectrale de puissance du bruit à la fréquence de répétition de 40% RMS à 0,2% RMS sur la bande 100Hz-10MHz. L'analyse de ce même oscillateur doublé en fréquence a par ailleurs montré que la contribution du bruit d'énergie à ce bruit est faible et que le bruit de la durée d'impulsion est également faible. Un bruit de gigue temporelle inférieur à 1,2 ps RMS sur la bande 100 Hz-1MHz a aussi été déterminé. En comparaison avec d'autres oscillateurs à faibles bruits et faible puissance moyenne, l'oscillateur Nd:YVO₄ s'avère être, sur la bande 100 Hz-10 MHz, aussi peu voire moins bruyant à la fréquence de répétition alors qu'il délivre une puissance moyenne de plusieurs dizaines de fois supérieure. Un oscillateur puissant pompé par des diodes de puissance n'est donc par forcément plus bruyant que des oscillateurs moins puissants. Les mesures de la fréquence de répétition au cours du temps ont permis de démontrer que l'oscillateur Nd:YVO₄ peut être de lui même stable et peu bruyant. Un asservissement lent permettrait alors de se caler sur ce régime de fonctionnement peu bruyant ce qui permettra ensuite à l'asservissement rapide de corriger de manière plus efficace les bruits de gigue temporelle résiduels.

Ainsi, au regard des caractéristiques demandées selon le scénario conservateur pour une machine de production de rayonnement X par diffusion Compton, l'oscillateur avec un coupleur de sortie de 8% délivrant des impulsions de 15 ps avec une puissance moyenne de 20 W nous semble être celui du meilleur compromis. Pour atteindre les performances d'un scénario ambitieux et même extrême (100 W à 532 nm), il sera nécessaire d'ajouter plusieurs étages d'amplification. Les premiers tests d'amplification de l'oscillateur Nd:YVO₄ dans Nd:YAG en extraction de puissance ont permis d'atteindre des gains nets par passage de 1,25 pour 425 W de pompe. Vu la faible efficacité et la complexité d'une architecture en multiples étages et en multipassage dans chaque structure de pompage Nd:YAG, la réalisation d'un étage d'amplification en Nd:YVO₄ serait d'abord à privilégier. Un simple étage en Nd:YVO₄ de réalisation symétrique à l'oscillateur permettrait d'atteindre une puissance moyenne autour de 45 W à 532 nm, s'approchant ainsi des performances souhaitées pour le scénario ambitieux. La réalisation d'un premier étage d'amplification en Nd:YVO₄ est actuellement en cours. En parallèle, le développement d'une première cavité Fabry-Perot et d'un système

d'asservissement sont également en préparation. L'amplification passive permettra alors d'atteindre des puissances moyennes plus importantes et de tester la qualité en bruits du laser par une autre méthode que celle de l'analyseur de spectre. Les deux méthodes pourront d'ailleurs être comparées. Finalement, le pourcentage de couplage effectif du laser asservi dans la cavité Fabry-Perot sera le test déterminant pour la qualité du laser.

Au-delà de l'application visée, les oscillateurs développés au cours de ce travail pourraient servir de source directe ou indirecte pour des applications requérant de faibles bruits associés à une forte puissance moyenne. Par exemple, des oscillateurs Ti:Saphir ou des OPO (« Optically Pumped Oscillator ») nécessitant des faibles bruits pour des applications en métrologie des fréquences, en spectroscopie laser haute résolution, en horloges optiques, en interférométrie, en physique des champs forts, pourraient être pompés par ce type de source. Par ailleurs, ce type d'oscillateur a de nombreux autres domaines d'applications. On peut citer par exemple : le traitement de matériaux à haut taux de répétition et le micro usinage [224], le pompage d'OPOs pour des applications de microscopie Raman ou CARS (« Coherent anti-Stokes Raman Scattering ») [225,226,227] ou encore toutes les applications qui demandent une bonne efficacité de conversion de fréquence non-linéaire. Entre autres, des sources laser RGB (« red-green- blue») [228] pour les projections vidéo ou des sources quasi-continues de rayonnement UV [229] pour l'imagerie directe laser dans l'industrie du circuit imprimé peuvent être développées à partir de ce type d'oscillateur. Comme on peut ainsi le voir, un oscillateur Nd:YVO₄ tel que nous avons développé peut avoir un champ d'utilisation extrêmement vaste qui dépasse largement le cadre de ce travail.

Par ailleurs, la combinaison d'un laser picoseconde de forte puissance moyenne et d'une cavité Fabry-Perot a le potentiel de servir à bien d'autres applications que seulement la production de rayonnement X. L'interaction Compton associée à cette technologie permettrait de produire aussi des positrons polarisés nécessaires pour des expériences de physique des hautes énergies et de physique fondamentale [7,230] ou un rayonnement gamma qui pourrait être utilisé pour la détection de matériel nucléaire [231,232,233,234] ou le traitement de déchets radioactifs [235]. Il est aussi possible d'utiliser la très grande intensité crête, qui peut être produite au point focal à l'intérieur d'une cavité Fabry-Perot, afin de produire des harmoniques d'ordres élevées [236,237].

A partir des travaux réalisés au cours de cette thèse prouvant que l'oscillateur développé pourrait devenir une partie essentielle d'une machine compacte de rayonnement X monochromatique, conçue pour des applications sociétales, il faut souligner que même pour des milieux lasers qui ont plus de 40 ans [238], 50 ans de développements, d'innovations et de découvertes sur le laser n'ont pas émoussé sa capacité à créer de nouvelles technologies pour de nouvelles applications. Il y a 50 ans, le laser naissait.

Publications

Revues

-Publication : M. C. Nadeau, Ph. Balcou, R. Czarny, S. Montant, S. Petit, C. Simon-Boisson, “21 W, 18 ps SESAM-passively mode-locked Nd:YAG oscillator with a diode-side-pumped single laser head”, *Electronics Letters* **45** (17), 884–886 (2009).

-Publication : M. C. Nadeau, S. Petit, Ph. Balcou, R. Czarny, S. Montant, C. Simon-Boisson, “Picosecond Pulses of Variable Duration from a High-Power Passively Mode-Locked Nd:YVO₄ Laser Free of Spatial Hole Burning”, *Optics Letters* **35** (10), 1644-1646 (2010).

-Publication : M. C. Nadeau, S. Petit, Ph. Balcou, R. Czarny, S. Montant, C. Simon-Boisson, “High-power passively mode-locked Nd:YVO₄ oscillator with adjustable pulse duration between 46 ps and 12 ps”, in *Solid State Lasers and Amplifiers IV, and High-Power Lasers*, edited by Thomas Graf, Jacob I. Mackenzie, Helena Jelinková, Proceedings of SPIE Vol. 7721 (SPIE, Bellingham, WA 2010) 77210E, 8p. (2010).

-Publication : M. C. Nadeau, Ph. Balcou, S. Montant, C. Simon-Boisson and S. Petit, “Correlation between beam-quality and high-frequency-noise of a near TEM₀₀ picosecond mode-locked oscillator”, soumis à *Optics Letters*.

-Publication : M. C. Nadeau, Ph. Balcou, C. Simon-Boisson and S. Petit, “Pulse duration in a high-power, picosecond, passively mode-locked oscillator”, à soumettre à *J Opt. Soc. Am B*.

Conférences

-Affiche : M. C. Nadeau, Ph. Balcou, R. Czarny, S. Montant, S. Petit, C. Simon-Boisson, “Développement d’un oscillateur haute puissance Nd:YAG à simple tête pompé par diode pour le projet RadioThomX”, JPU, Session Ma2-A, 1 p. (2009).

-Affiche : M. C. Nadeau, P. Balcou, R. Czarny, S. Montant, S. Petit, and C. Simon-Boisson, “21 W, 18 ps, passively mode-locked Nd:YAG oscillator with a single side-pumped laser head”, in *CLEO/Europe and EQEC 2009 Conference Digest*, (Optical Society of America, 2009), paper CA_P29, 1 p. (2009).

-Affiche : M. C. Nadeau, Ph. Balcou, R. Czarny, S. Montant, S. Petit, C. Simon-Boisson, “21W, 18ps, passively mode-locked Nd:YAG oscillator with a single side-pumped laser head”, UFO/HFSW, P1.14 Tuesday, 2 p. (2009).

-Affiche : M. C. Nadeau, S. Petit, Ph. Balcou, R. Czarny, S. Montant, C. Simon-Boisson, “Pulse shortening of a high-power passively mode-locked Nd:YVO₄ oscillator”, in *Europhoton Conference proceeding*, paper Thp14, 1 p. (2010).

-Affiche : M. C. Nadeau, S. Petit, Ph. Balcou, S. Montant, C. Simon-Boisson, "Noise performances of a high-power picosecond Nd:YVO₄ oscillator," in *Photonics West Conference proceeding*, paper 7912-75, 6 p. (2011).

-Contribution orale : M. C. Nadeau, S. Petit, Ph. Balcou, R. Czarny, S. Montant, C. Simon-Boisson, “High-power passively mode-locked Nd:YVO₄ oscillator with adjustable pulse duration between 46 ps and 12 ps”, in *Solid State Lasers and Amplifiers IV, and High-Power Lasers, Photonics Europe*, paper 77210E, 8p. (2010).

-Contribution orale : M.C. Nadeau, S. Petit, Ph. Balcou, R. Czarny, S. Montant, C. Simon-Boisson, “32 ps-45 W to 12 ps-15 W Spatial-Hole-Burning-Free Nd:YVO₄ Oscillator”, in *CLEO/QELS 2010 Conference Digest*, (Optical Society of America, 2010), paper CTuFF3, 2 p. (2010).

Bibliographie

- ¹ A. J. D. Maria, D. A. Stetser, and H. Heynau, "Self mode-locking of lasers with saturable absorbers," *Appl. Phys. Lett.* **8**, 174-176 (1966).
- ² R. L. Fork, B. I. Greene, and C. V. Shank, "Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking," *Appl. Phys. Lett.* **38**, 671-673 (1981).
- ³ D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* **16**, 42-44 (1991).
- ⁴ A. Rousse, *Sources de rayonnement X ultrabref générées par interaction laser-matière et leurs applications*, HDR (2004). <http://en.scientificcommons.org/54862459>
- ⁵ B. S. The, S. Y. Woo, E. B. Butler, "Intensity Modulated Radiation Therapy (IMRT): A New Promising Technology in Radiation Oncology", *The Oncologist* **4** (6), 433-442 (1999).
- ⁶ Projet *RadioThomX*, Projet Libre 2005 PL011, Inca, Rapport scientifique (2006).
- ⁷ R. Chiche, D. Jehanno, N. Picqué, V. Soskov, A. Variola, and F. Zomer, FEMTO2008, "Les Cavité Fabry-Perot en mode pulsé et leurs récentes applications", (2008). <http://publication.lal.in2p3.fr/2009/LAL0918.pdf>
- ⁸ M. Bech, O. Bunk, C. David, R. Ruth, J. Rifkin, R. Loewen, R. Feidenhans'I, and F. Pfeiffer, "Hard X-ray phase-contrast imaging with the Compact Light Source based on inverse Compton X-rays", *J. Synchrotron Rad.* **16**, 43-47 (2009).
- ⁹ K. Yamada, R. Kuroda, H. Toyakawa, H. Ikeura-Sekiguchi, M. Yasumoto, M. Koike, F. Sakai, K. Mori, H. Mori, N. Fukuyama, and E. Sato, "A trial for fine and low-dose imaging of biological specimens using quasi-monochromatic laser-Compton X-rays", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **608**, S7-S10 (2009).
- ¹⁰ R. J. Loewen, *A compact light source: design and technical feasibility study of a laser-electron storage ring X-ray source*, *SLAC-Report-632*, (Stanford University, Stanford, 2003).
- ¹¹ F. E. Carroll, "Tunable monochromatic x rays: a new paradigm in medicine", *Am. J. Roentgenol.* **179**, 583-590 (2002).
- ¹² F. E. Carroll, M. H. Mendenhall, R. H. Traeger, C. Brau, and J. W. Waters, "Pulse Tunable Monochromatic X-Ray Beams from a Compact Source: New Opportunities", *Am. J. Roentgenol.* **18**, 1197-1202 (2003).
- ¹³ B. Golosio, P. Delogu, I. Zanette, P. Oliva, A. Stefanini, G. Stegel, and M. Carpinelli, "Visibility of tumor-like details in inline phase contrast mammography using quasimonochromatic X-ray sources", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **608**, S66-S69 (2009).

-
- ¹⁴ P. Oliva, B. Golosio, S. Stumbo, and M. Carpinelli, “Advantages of quasi-monochromatic X-ray sources in absorption mammography”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **608**, S106-S108 (2009).
- ¹⁵ M.-C. Biston, A. Joubert, J.-F. Adams, H. Elleaume, S. Bohic, A.-M. Charvet, F. Estève, N. Foray, and J. Balosso, “Cure of Fisher rats bearing radioresistant F98 glioma treated with cis-platinum and irradiated with monochromatic synchrotron x-rays”, *Cancer Res.* **64**, 2317-2323 (2004).
- ¹⁶ J. Rousseau, C. Boudou, R. Barth, J. Balosso, F. Estève, and H. Elleaume, “Enhanced Survival and Cure of F98 Glioma-Bearing Rats following Intracerebral Delivery of Carboplatin in Combination with Photon Irradiation”, *Clin. Cancer Res.* **13**(17) 5195-5201 (2007).
- ¹⁷ P. Walter, A. Variola, F. Zomer, M. Jacquet, and A. Loulergue, “A new high quality X-ray source for Cultural Heritage”, *C. R. Physique* **10**, 676-690 (2009).
- ¹⁸ M. Cotte, E. Welcomme, V. A. Solé, M. Salomé, M. Menu, Ph. Walter, and J. Susini, “Synchrotron-based x-ray spectromicroscopy used for the study of an atypical micrometric pigment in 16th century paintings”, *Anal. Chem.* **79**, 6988-6994 (2007).
- ¹⁹ J. Dik, K. Janssens, G. Van Der Snickt, L. Van Der Loeff, K. Rickers, and M. Cotte, “Visualization of a Lost Painting by Vincent van Gogh Using Synchrotron Radiation Based X-ray Fluorescence Element Mapping”, *Anal. Chem.* **80**, 6436 (2008).
- ²⁰ Z. Huang, and D. Ruth, “Laser-Electron Storage Ring”, *Phys. Rev. Lett.* **80** (5), 976-979 (1998).
- ²¹ P. Sprangle, A. Ting, E. Esarev, and A. Fisher, “Tunable, short pulse hard x-rays from a compact laser synchrotron source”, *J. Appl. Phys.* **72**(11), 5032-5038 (1992).
- ²² J. Chen, K. Imasaki, M. Fujita, C. Yamanaka, M. Asakawa, S. Nakai, and T. Asakuma, “Development of a compact high brightness X-ray source”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **341** (1-3), 346-350 (1994).
- ²³ N. Falletto, M. Authier, M. Baylac, M. Boyer, F. Bugeon, E. Burtin, C. Cavata, N. Colombel, G. Congretel, R. Coquillard, G. Coulloux, B. Couzy, P. Deck, A. Delbart, D. Desforges, A. Donati, B. Duboué, S. Escoffier, F. Farci, B. Frois, P. Girardot, J. Guillotau, C. Henriot, C. Jeanney, M. Juillard, J.-P. Jorda, P. Legou, D. Lhuillier, Y. Lussignol, Ph. Mangeot, X. Martin, F. Marie, J. Martino, M. Maurier, B. Mazeau, J. F. Millot, F. Molinié, J.-P. Mols, J.-P. Mouly, M. Mur, D. Neyret, T. Pédrol, S. Platchkov, G. Pontet, T. Pussieux, Y. Queinec, Ph. Rebourgeard, J. C. Sellier, G. Tarte, C. Veyssière, A. Zakarian, P. Bertin, A. Cosquer, J. P. Chen, J. Mitchell, J.-M. Mackowski, and L. Pinard, “Compton scattering off polarized electrons with a high-finesse Fabry-Perot Cavity at JLab”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **459**, 412-425 (2001).
- ²⁴ V. Androssov, A. Agafonov, J. I. M. Botman, E. Bulyak, I. Drebot, P. Gladkikh, V. Grevtsev, V. Ivashchenko, I. Karnaukhov, V. Lapshin, A. Lebedev, V. Markov, N. Mocheshnikov, A. Mytsykov, F. Peev, A. Ryezayev, A. Shcherbakov, V. Skomorokhov, V. Shyrda, R. Tatchyn, Y. Telegin, V. Trotsenko, and A. Zelinsky, “X-ray generator based on Compton scattering”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **543**, 58-64 (2005).

-
- ²⁵ K. Chouffani, D. Wells, F. Harmon, J. Jones, and G. Lancaster, “Laser-Compton scattering from a 20 MeV electron beam”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **495**, 95-106 (2002).
- ²⁶ F. Ebina, A. Fukasawa, F. Sakamoto, H. Ogino, M. Uesaka, and K. Dobaski, “Laser pulse circulation system for a compact monochromatic hard X-ray source”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **241**, 905-908 (2005).
- ²⁷ F. Sakamoto, M. Uesaka, Y. Yaniguchi, T. Natsui, E. Hashimoto, L. K. Woo, T. Yamamoto, J. Urakawa, M. Yoshida, T. Higo, S. Fukuda, N. Naneko, H. Nose, H. Sakae, N. Nakamura, and M. Yamamoto, “Compton scattering monochromatic X-ray source based on X-band multi-bunch linac at the University of Tokyo”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **608**, S36-S40 (2009).
- ²⁸ A. S. Chauchat, V. Le Flanchec, A. Binet, J. L. Flament, P. Balleyguier, J. P. Brasile, S. Muller, and J. M. Ortega, “Construction of a Compton source for X-rays in the ELSA facility”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **608**, S99-S102 (2009).
- ²⁹ W. P. Leemans, R. W. Schoenlein, P. Volfbeyn, A. H. Chin, T. E. Glover, P. Balling, M. Zolotarev, K. J. Kim, S. Chattopadhyay, and V. Shank, “X-Ray Based Subpicosecond Electron Bunch Characterization Using 90° Thomson Scattering”, *Phys. Rev. Lett.* **77** (20), 4182-4185 (1996).
- ³⁰ E. G. Bessonov, M. V. Gorbunkov, P. V. Kostryukov, Yu. Ya. Maslova, V. G. Tunkin, A. A. Postnov, A. A. Mikhailichenko, V. J. Shvedunov, B. S. Ishkhanov, and A. V. Vinogradov, “Design study of compact Laser-Electron X-ray Generator for material and life sciences applications”, *J. Inst.* **4**, P07017 (2009).
- ³¹ W. S. Graves, W. Brown, F. X. Kaertner, and D. E. Moncton, “MIT inverse Compton source concept”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **608**, S103-S105 (2009).
- ³² C. Tang, W. Huang, R. Li, Y. Du, L. Yan, J. Shi, A. Du, P. Yu, H. Chen, T. Du, C. Cheng, and Y. Lin, “Tsinghua Thomson scattering X-ray source”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **608**, S70-S74 (2009).
- ³³ A. Bacci, F. Broggi, C. DeMartinis, D. Giove, C. Maroli, V. Petrillo, A. R. Rossi, L. Serafini, P. Tomassini, L. Cultrera, G. Di Pirro, M. Ferrario, D. Filippetto, G. Gatti, E. Pace, C. Vaccarezza, C. Vicario, F. Bosi, D. Giulietti, L. A. Gizzi, P. Oliva, “Status of Thomson source at SPARC/PLASMONX”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **608**, S90-S93 (2009).
- ³⁴ G. Priebe, D. Filippetto, O. Williams, Y. M. Saveliev, L. B. Jones, D. Laundry, M. A. MacDonald, G. P. Diakun, P. J. Phillips, S. P. Jamison, K. M. Spohr, S. Ter-Avetisyan, G. J. Hirst, J. Collier, E. A. Seddon, and S. L. Smith, “Status of the inverse Compton backscattering source at Daresbury Laboratory”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **608**, S109-S112 (2009).
- ³⁵ A. Endo, K. Sakaue, and M. Washio, “Progress of high average power, short-pulse laser technology for Compton X-ray source”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* (2010), doi:10.1016/j.nima.2010.02.016.

-
- ³⁶ M. Y. Shverdin, I. Jovanovic, V. A. Semenov, S. M. Betts, C. Brown, D. J. Gibson, R. M. Shuttlesworth, F. V. Hartemann, C. W. Siders, and C. P. J. Barty, “High-power picosecond laser pulse recirculation”, *Opt. Lett.* **35** (13), 2224-2226 (2010).
- ³⁷ X. Hao, Q. Zhu, Y. Zhang, W. Huang, Y. Geng, X. Wang, and X. Wang, “Terawatt femtosecond laser storage cavity with cholesteric liquid crystals for an x-ray source based on Compton scattering”, *Opt. Lett.* **35** (9), 1361-1363 (2010).
- ³⁸ R. J. Jones, J. C. Diels, J. Jasapara, and W. Rudolph, “Stabilisation of the frequency, phase, repetition rate of an ultrashort pulse train to a Fabry-Perot cavity”, *Opt. Commun.* **175**, 409-418 (2000).
- ³⁹ E. O. Potma, C. Evans, X. S. Xie, R. J. Jones, and J. Ye, “Picosecond-pulse amplification with an external passive optical cavity”, *Opt. Lett.* **28** (19), 1835-1837 (2003).
- ⁴⁰ K. Sakaue, S. Araki, M. Fukuda, Y. Higashi, Y. Honda, N. Sasao, H. Shimizu, T. Taniguchi, J. Urakawa, and M. Washio, “Development of a laser pulse storage technique in an optical super-cavity for a compact X-ray source based on laser-Compton scattering”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* (2010), doi:10.1016/j.nima.2010.02.033.
- ⁴¹ V. Brisson, R. Cizeron, R. Chiche, E. Cormier, Y. Fedala, R. Flaminio, D. Jehanno, M. Lacroix, C. Michel, N. Pavloff, L. Pinard, V. Soskov, A. Variola, Y. Zaouter, and F. Zomer, “High finesse Fabry-Perot cavities in picosecond regime”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **608**, S75-S77 (2009).
- ⁴² F. Zomer, Y. Fedala, N. Pavloff, V. Soskov, and A. Variola, “Polarization induced instabilities in external four-mirror Fabry-Perot cavities”, *Appl. Opt.* **48** (35), 6651-6661 (2009).
- ⁴³ A. Variola, J. P. Brasile, C. Bruni, R. Chehab, R. Chiche, R. Cizeron, F. Couchot, Y. Fedala, J. Haissinski, M. Jacquet, D. Jehanno, M. Lacroix, P. Lepercq, B. Mouton, R. Roux, V. Soskov, A. Vivoli, and F. Zomer, “The LAL Compton program”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **608**, S83-S86 (2009).
- ⁴⁴ C. Bruni, F. Couchot, Y. Fedala, J. Haissinski, M. Lacroix, R. Roux, A. Variola, F. Zomer, P. Balcou, E. Cormier, S. Montant, M.-C. Nadeau, N. Artemiev, P. Gladkikh, J.-P. Brasile, A.-S. Chauchat, C. Simon-Boisson, R. Czarny, “The RADIOTHOMX Project”, *European Particle Accelerator Conference 2008*, TUPP112, pp.1785-1787 (2008).
- ⁴⁵ Projet ThomX : <http://sera.lal.in2p3.fr/thomx/>
- ⁴⁶ R. J. Jones, I. thomann, and J. Ye, “Precision stabilization of femtosecond lasers to high-finesse optical cavities”, *Phys. Rev. A* **69**, 051803 (R) (1-4) (2004).
- ⁴⁷ R. J. Jones, and J. Ye, “High-repetition-rate coherent femtosecond pulse amplification with an external passive optical cavity”, *Opt. Lett.* **29** (23), 2812-2814 (2004).
- ⁴⁸ Trumf : fabricant de lasers de puissance (www.fr.trumpf.com/)

-
- ⁴⁹ Jamie King, “Laser Safety on a Large Scale – The National Ignition Facility”, *International Laser Safety Conference*, United States, 409740 (2009).
https://lasers.llnl.gov/multimedia/publications/pdfs/laser_safety.pdf
<http://news.bbc.co.uk/2/hi/sci/tech/6380789.stm>
- ⁵⁰ “Northrop Grumman Scales New Heights in Electric Laser Power, Achieves 100 Kilowatts From a Solid-State Laser, REDONDO BEACH”, Calif., March 18, 2009, http://www.irconnect.com/noc/press/pages/news_releases.html?d=161575
- ⁵¹ T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power” *Opt. Lett.* **35** (2), 94-96 (2010).
- ⁵² P. Dupriez, A. Piper, A. Malinowski, J. K. Sahu, M. Ibsen, Y. Jeong, L. M. B. Hickey, M. N. Zervas, J. Nilsson, and D. J. Richardson, “321 W Average Power, 1 GHz, 20 ps, 1060 nm Pulsed Fiber MOPA Source”, in *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference*, Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2005), paper PDP3.
- ⁵³ T. Eidam, S. Hadrich, F. Roser, E. Seise, T. Gottschall, J. Rothhardt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, “A 325-W-Average-Power Fiber CPA System Delivering Sub-400 fs Pulses”, *IEEE Sel. Topics Quant. Elect.* **15** (1), 187-190 (2009)
- ⁵⁴ P. Russbuedt, T. Mans, G. Rotarius, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, and R. Roprawe, “400 W Yb:YAG Innoslab fs-amplifier”, *Opt. Express* **17** (15), 12230-12245 (2009).
- ⁵⁵ I. Pupeza, T. Eidam, J. Rauschenberger, B. Bernhardt, A. Ozawa, E. Fill, A. Apolonski, T. Udem, J. Limpert, Z. A. Alahmed, A. M. Azzeer, A. Tünnermann, T. W. Hansch, and F. Krausz, “Power scaling of a high-repetition-rate enhancement cavity”, *Opt. Lett.* **35** (2), 2052-2054 (2010).
- ⁵⁶ A. E. Siegman, “New developments in laser resonators”, *Proc. SPIE* **1224**, 2 (1990).
- ⁵⁷ A. E. Siegman, G. Nemes, and J. Serna, “How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality”, *DPSS (Diode Pumped Solid State) Lasers: Applications and Issues*, M. Dowley, Ed., Vol 17 of *OSA Trends in Optics and Photonics* (Optical Society of America, 1998) paper MQ1.
- ⁵⁸ Communication privée avec Fabian Zomer du LAL, Orsay (2007).
- ⁵⁹ F. Acernese, P. Amico, M. Al-Shourbagy, S. Aoudia, S. Avino, D. Babusci, G. Ballardin, R. Barillé, F. Barone, L. Barsotti, M. Barsuglia, F. Beauville, M. A. Bizouard, C. Boccara, F. Bondu, L. Bosi, C. Bradaschia, S. Braccini, A. Brillet, V. Brisson, L. Brocco, D. Buskulic, E. Calloni, E. Campagna, F. Cavalier, R. Cavalieri, G. Cella, E. Chassande-Mottin, A. C. Clapson, F. Cleva, C. Corda, J.-P. Coulon, E. Cuoco, V. Dattilo, M. Davier, R. De Rosa, L. Di Fiore, A. Di Virgilio, B. Dujardin, A. Eleuteri, D. Enard, I. Ferrante, F. Fidecaro, I. Fiori, R. Flaminio, J.-D. Fournier, S. Frasca, F. Frasconi, A. Freise, L. Gammaitoni, A. Gennai, A. Giazotto, G. Giordano, R. Gouaty, D. Grosjean, G. Guidi, S. Hebri, H. Heitmann, P. Hello, L. Holloway, S. Kreckelberg, P. La Penna, V. Lorette, M. Loupias, G. Losurdo, J.-M. Mackowski, E. Majorana, C. N. Man, M. Mantovani, F. Marion, J. Marque, F. Martelli, A. Masserot, L. Massonnet, M. Mazzoni, L. Milano, C. Moins, J. Moreau, F. Moreau, N. Morgado, F. Mornet, B.

-
- Mours, J. Pacheco, A. Pai, C. Palomba, F. Paoletti, S. Pardi, A. Pasqualetti, R. Passaquieti, D. Passuello, B. Perniola, F. Piergiovanni, L. Pinard, R. Poggiani, M. Punturo, P. Puppo, K. Qipiani, P. Rapagnani, V. Reita, A. Remillieux, F. Ricci, I. Ricciardi, P. Ruggi, G. Russo, S. Solimeno, A. Spallicci, R. Stanga, R. Taddei, D. Tombolato, A. Toncelli, M. Tonelli, E. Tournefier, F. Travasso, H. Trinquet, M. Varvella, D. Verkindt, F. Vetrano, A. Viceré, J.-Y. Vinet, H. Vocca, M. Yvert, Z. Zhou, “The Virgo Interferometric gravitational antenna”, *Opt. Laser Eng.* **45**, 478-487 (2007).
- ⁶⁰ L. Matos, O. Mücke, J. Chen, and F.X. Kärtner, “Carrier-envelope phase dynamics and noise analysis in octave-spanning Ti:sapphire lasers”, *Opt. Express* **14**, 2497-2511 (2006).
- ⁶¹ Th. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, “Optical frequency metrology”, *Nature* **416**, 233-237 (2002).
- ⁶² T. Fuji, J. Rauschenberger, C. Gohle, A. Apolonski, Th. Udem, V. S. Yakovlev, G. Tempea, T. W. Hänsch, and F. Krausz, “Attosecond control of optical waveforms”, *New J. of Physics* **7**, 116 (1-9) (2005).
- ⁶³ J. Millo, M. Abgrall, M. Lours, E. M. L. English, H. Jiang, J. Guéna, A. Clairon, M. E. Tobar, S. Bize, Y. Le Coq, and G. Santarelli, “Ultralow noise microwave generation with fiber-based optical frequency comb and application to atomic fountain clock”, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 141105 (1-3) (2009).
- ⁶⁴ C. Harb, T. Ralph, E. Huntington, D. McClelland, H. Bachor, and I. Freitag, “Intensity-noise dependence of Nd:YAG lasers on their diode-laser pump source”, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2936-2945 (1997).
- ⁶⁵ T. C. Ralph, E. H. Huntington, C. C. Harb, B. C. Buchler, P. K. Lam, D. E. McClelland, and H.-A. Bachor, “Understanding and controlling laser intensity noise”, *Opt. and Quant. Elect.* **31**, 583-598 (1999).
- ⁶⁶ R. Paschotta, H. R. Telle, and U. Keller, “12 - Noise of Solid-State Lasers” in *Solid-state lasers and applications*, CRC Press, Boca Raon, 2007.
- ⁶⁷ C. H. Henry, P. S. Henry, and M. Lax, “Partition fluctuations in nearly single-longitudinal-mode lasers”, *J. Lightwave Technol.* **2**, 209-216 (1984).
- ⁶⁸ A. Siegman, *Lasers*, University Science Book, 1986.
- ⁶⁹ S. W. Harun, and H. Ahmad, “Gain an noise figure improvements in double-pass S-band EDFA”, *Opt. Laser Tech.* **39**, 935-938 (2007).
- ⁷⁰ U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson, and M. T. Asom, “Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers : an antiresonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber”, *Opt. Lett.* **17** (7), 505-507 (1992).
- ⁷¹ R. Paschotta, *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, Wiley-VCH, 2008 (voir aussi www.rp-photonics.com).

-
- 72 A. Bramati, J.P. Hermier, V. Jost, E. Giacobino, L. Fulbert, E. Molva, and J.J. Aubert, "Effects of pump fluctuations on intensity noise of Nd:YVO₄ microchip lasers", *Eur. Phys. J. D* **6**, 513-521 (1999).
- 73 P. Kwee and B. Willke, "Automatic laser beam characterization of monolithic Nd:YAG nonplanar ring lasers", *Appl. Opt.* **47**, 6022-6032 (2008).
- 74 A. Schlatter, S.C. Zeller, R. Paschotta and U. Keller, "Simultaneous measurement of the phase noise on all optical modes of a mode-locked laser", *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **88**, 385-391 (2007).
- 75 R. Paschotta, A. Schlatter, S.C. Zeller, H.R. Telle and U. Keller, "Optical phase noise and carrier-envelope offset noise of mode-locked lasers", *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **82**, 265-273 (2006).
- 76 R. Paschotta, B. Rudin, A. Schlatter, G.J. Spühler, L. Krainer, S.C. Zeller, N. Haverkamp, H.R. Telle and, U. Keller, "Relative timing jitter measurements with an indirect phase comparison method", *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **80**, 185-192 (2005).
- 77 P. D. Drummond and J. F. Corney, "Quantum noise in optical fibers. I. Stochastic equations", *J. Opt. Soc. Am. B*, **18** (2), 139-152 (2001).
- 78 W. Kestler, "Converting Oscillator Phase Noise to Time Jitter", *Analog Devices Tutorial MT-008*, 1-10 (2008). (<http://www.analog.com/static/imported-files/tutorials/MT-008.pdf>)
- 79 N. Roberts, "Phase Noise and Jitter – A Primer for Digital Designers", *EEdesign*, July 14, 6p. (2003)
(http://archive.chipcenter.com/knowledge_centers/asic/todays_feature/showArticle.jhtml?articleID=12802985)
- 80 T. D. Mulder, R. P. Scott, and B. H. Kolner, "Amplitude and envelope phase noise of a modelocked laser predicted from its noise transfer function and the pump noise power spectrum", *Opt. Express* **16**, 14186-14191 (2008).
- 81 R. Chiche, "Cavity R&D at Orsay, PLIC: Pulsed Laser Injected Cavity", *Posipol 2008* (<http://home.hiroshima-u.ac.jp/posipol/>).
- 82 R.P. Scott, C. Langrock, and B.H. Kolner, "Ultralow phase noise Ti:sapphire laser rivals 100 MHz crystal oscillator", *IEEE – LEOS*, Paper : ThCC2 (2001).
- 83 R. P. Scott, C. Langrock, and B. Kolner, "High-Dynamic-Range Laser Amplitude and Phase Noise Measurement Techniques", *IEEE J. Sel. Topics Quant. Electr.* **7** (4), 641-655 (2001).
- 84 R. Paschotta, "Noise of mode-locked lasers (Part I): numerical model", *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **79**, 153-162 (2004).
- 85 R. Paschotta, "Noise of mode-locked lasers (Part II): timing jitter and other fluctuations", *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **79**, 163-173 (2004).

-
- ⁸⁶ D. von der Linde, “Characterization of the Noise in Continuously Operating Mode-Locked Lasers”, *Appl. Phys. B: Laser Opt.* **39**, 201-217 (1986).
- ⁸⁷ O. Prochnow, R. Paschotta, E. Benkler, U. Morgner, J. Neumann, D. Wandt, and D. Kracht, “Quantum-limited noise performance of a femtosecond all-fiber ytterbium laser”, *Opt. Express* **17** (18), 15525-15533 (2009).
- ⁸⁸ F. W. Helbing, G. Steinmeyer, J. Stenger, H. R. Telle, and U. Keller, “Carrier-envelope-offset dynamics and stabilization of femtosecond pulses”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **74** [suppl.], S35-S42 (2002).
- ⁸⁹ R. Paschotta and U. Keller, “Passive mode locking with slow saturable absorbers”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **73**, 653-662 (2001).
- ⁹⁰ J. Morville, D. Romanini, M. Chevenier, and A. Kachanov, “Effects of laser phase noise on the injection of a high-finesse cavity”, *Appl. Opt.* **41**, 6980-6990 (2002).
- ⁹¹ Communication privée avec Ronic Chiche du LAL, Orsay (2010).
- ⁹² S. Koke, C. Grebing, H. Frei, A. Anderson, A. Assion, and G. Steinmeyer, “Direct frequency comb synthesis with arbitrary offset and shot-noise-limited phase noise”, *Nature Phot.* **4**, 462-465 (2010).
- ⁹³ R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward, “Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **31**, 97-105 (1983).
- ⁹⁴ E. D. Black, “An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization”, *Am. J. Phys.* **69** (1), 79-87 (2001).
- ⁹⁵ D. A. Shaddock, M. B. Gray, and D. E. McClelland, “Frequency locking a laser to an optical cavity using spatial mode interference”, *Opt. Lett.* **24** (21), 1499-1501 (1999).
- ⁹⁶ T. W. Hansch and B. Couillaud, “Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity”, *Opt. Commun.* **35** (3), 441-444 (1980).
- ⁹⁷ HihQLaser, oscillateur PicoTrain + module d’amplification (+ module SHG), www.highqlaser.at/en/home/
- ⁹⁸ Time-Bandwidth, oscillateur Fortis et oscillateur Cheetah-X + module d’amplification Argos, www.tbwp.com/
- ⁹⁹ L. McDonagh, R. Wallenstein, and A. Nebel, “111 W, 110 MHz repetition-rate, passively mode-locked TEM₀₀ Nd:YVO₄ master oscillator power amplifier pumped at 888 nm”, *Opt. Lett.* **32** (10), 1259-1261 (2007).
- ¹⁰⁰ G. J. Spühler, T. Südmeyer, R. Paschotta, M. Moser, K. J. Weingarten, and U. Keller, “Passively mode-locked high-power Nd:YAG lasers with multiple laser heads”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **71**, 19-25 (2000).

-
- ¹⁰¹ R. Paschotta, J. Aus der Au, G. J. Spühler, F. Morier-Genoud, R. Hövel, M. Moser, S. Erhard, M. Karszewski, A. Giesen, and U. Keller, “Diode-pumped passively mode-locked lasers with high average power”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **70**, S25-S31 (2000).
- ¹⁰² G. J. Spühler, R. Paschotta, U. Keller, M. Moser, M. J. P. Dymott, D. Kopf, J. Meyer, K. J. Weingarten, J. D. Kmetec, J. Alexander, and G. Truong, “Diode-pumped passively mode-locked Nd:YAG laser with 10-W average power in a diffraction-limited beam”, *Opt. Lett.* **24** (8), 528-530 (1999).
- ¹⁰³ Y. F. Chen, S. W. Tsai, Y. P. Lan, S. C. Wang, and K. F. Huang, “Diode-end-pumped passively mode-locked high-power Nd:YVO₄ laser with a relaxed saturable Bragg reflector”, *Opt. Lett.* **26** (4), 199-201 (2001).
- ¹⁰⁴ D. Burns, M. Hetterich, A. I. Ferguson, E. Bente, M. D. Dawson, J. I. Davies, and S. W. Bland, “High-average-power (>20-W) Nd:YVO₄ lasers mode locked by strain-compensated saturable Bragg reflectors”, *J. Opt. Soc. Am. B* **17** (6), 919-926 (2000).
- ¹⁰⁵ X. Guo, X. Wang, Y. Li, and K. Zhang, “Quantum noise limited tunable single-frequency Nd:YLF/LBO laser at 526.5 nm”, *App. Opt.* **48** (33) 6475-6478 (2009).
- ¹⁰⁶ A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, and H. Opower, “Scalable Concept for Diode-Pumped High-Power Solid-State Lasers”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **58** (5), 365-372 (1994).
- ¹⁰⁷ T. Südmeyer, C. Kränkel, C. R. E. Baer, O. H. Heckl, C. J. Saraceno, M. Golling, R. Peters, K. Petermann, G. Huber, and U. Keller, “High-power ultrafast thin disk laser oscillators and their potential for sub-100-femtosecond pulse propagation”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **97**, 281-295 (2009).
- ¹⁰⁸ F. Brunner, E. Innerhofer, S. V. Marchese, T. Südmeyer, R. Paschotta, T. Usami, H. Ito, S. Kurimura, K. Kitamura, G. Arisholm, and U. Keller, “Powerful red-green-blue laser source pumped with a mode-locked thin disk laser”, *Opt. Lett.* **29** (16), 1921-1923 (2004).
- ¹⁰⁹ C. R. E. Baer, C. Kränkel, C. J. Saraceno, O. H. Heckl, M. Golling, R. Peters, K. Petermann, T. Südmeyer, G. Huber, and U. Keller, “Femtosecond thin-disk laser with 141 W of average power”, *Opt. Lett.* **35** (13), 2302-2304 (2010).
- ¹¹⁰ E. Innerhofer, T. Südmeyer, F. Brunner, R. Häring, A. Aschwanden, R. Paschotta, C. Hönninger, M. Kumkar, and U. Keller, “60-W average power in 810-fs pulses from a thin-disk Yb:YAG laser”, *Opt. Lett.* **28** (5) 367-369 (2003).
- ¹¹¹ F. Brunner, R. Paschotta, J. Aus der Au, G. J. Spühler, F. Morier-Genoud, R. Hövel, M. Moser, S. Erhard, M. Karszewski, A. Giesen, and U. Keller, “Widely tunable pulse durations from a passively mode-locked thin-disk Yb:YAG laser”, *Opt. Lett.* **26** (6), 379-381 (2001).
- ¹¹² R. Paschotta, J. Aus der Au, G. J. Spühler, S. Erhard, A. Giesen, and U. Keller, “Passive mode locking of thin-disk lasers: effects of spatial hole burning”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **72**, 267-278 (2001).

-
- ¹¹³ B. Braun, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, and U. Keller, “Continuous-wave mode-locked solid-state lasers with enhanced spatial hole burning, Part I: Experiments”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **61**, 429-437 (1995).
- ¹¹⁴ F. X. Kärtner, B. Braun, and U. Keller, “Continuous-wave mode-locked solid-state lasers with enhanced spatial hole burning, Part II: Theory”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **61**, 569-579 (1995).
- ¹¹⁵ C. J. Flood, D. R. Walker, and H. M. van Driel, “Effect of spatial hole burning in a mode-locked diode end-pumped Nd:YAG laser”, *Opt. Lett.* **20** (1), 58-60 (1995).
- ¹¹⁶ J. L. Vey, K. Auen, and W. Elsäßer, “Intensity fluctuations correlation for a Fabry Perot semiconductor laser: A semiclassical analysis”, *Opt. Commun.* **146**, 325-338 (1998).
- ¹¹⁷ J. L. Vey, and W. Elsäßer, “Semiclassical description of noise and generation of amplitude squeezed states with vertical surface-emitting semiconductor lasers”, *J. Opt. Soc. Am. B* **14** (6), 1299-1304 (1997).
- ¹¹⁸ E. Benkler, and H. R. Telle, “Circumvention of noise contribution in fiber laser based frequency combs”, *Opt. Express*, **13** (15) 5662-5668 (2005).
- ¹¹⁹ I. L. Budunoglu, C. Ülgüdür, B. Oktem, and F. Ö Ilday, “Intensity noise of mode-locked fiber lasers”, *Opt. Lett* **34** (16), 2516-2518 (2009).
- ¹²⁰ R. Paschotta, “Timing jitter and phase noise of mode-locked fiber lasers”, *Opt. Express* **18** (5), 5041-5054 (2010).
- ¹²¹ U. Keller, and A. C. Tropper, “Passively modelocked surface-emitting semiconductor lasers”, *Physics Reports* **429**, 67-120 (2006).
- ¹²² G. Arisholm, “Quantum noise initiation and macroscopic fluctuations in optical parametric oscillators”, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**(1), 117-127 (1999).
- ¹²³ T. J. Kane and R. L. Byer, “Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser”, *Opt. Lett.* **10** (2), 65-67 (1985).
- ¹²⁴ E. H. Huntington, B. C. Buchler, C. C. Harb, T. C. Ralph, D. E. McClelland, and H.-A. Bachor, “Feedback control of the intensity noise of injection locked lasers”, *Opt. Commun.* **145** (1-6), 359-366 (1998).
- ¹²⁵ B. P. Abbott, R. Abbott, R. Adhikari, P. Ajith, B. Allen, G. Allen, R. S. Amin, S. B. Anderson, W. G. Anderson, M. A. Arain, M. Araya, H. Armandula, P. Armor, Y. Aso, S. Aston, P. Aufmuth, C. Aulbert, S. Babak, P. Baker, S. Ballmer, C. Barker, B. Barr, P. Barriga, L. Barsotti, M. A. Barton, I. Bartos, R. Bassiri, M. Bastarrika, B. Behnke, M. Benacquista, J. Betzwieser, P. T. Beyersdorf, I. A. Bilenko, G. Billingsley, R. Biswas, E. Black, J. K. Blackburn, L. Blackburn, D. Blair, B. Bland, T. P. Bodiya, L. Bogue, R. Bork, V. Boschi, S. Bose, P. R. Brady, V. B. Braginski, J. E. Brau, D. O. Bridges, M. Brinkmann, A. F. Brooks, D. A. Brown, A. Brummit, G. Brunet, A. Bullington, A. Buonanno, O. Burmeister, R. L. Byer, L. Cadonati, J. B. Camp, J. Cannizzo, K. C. Cannon, J. Cao, L. Cardenas, S. Caride, G. Castaldi, S. Caudill, M. Cavaglià, C. Cepeda, T. Chalermongsak, E. Chalkley, P. Charlton, S. Chatterji, S. Chelkowski, Y. Chen, N. Christensen, C. T. Y. Chung, D. Clark, J. Clark, J. H. Clayton, T. Cokelaer, C. N.

Colacino, R. Conte, D. Cook, T. R. C. Corbitt, N. Cornish, D. Coward, D. C. Coyne, J. D. E. Creighton, T. D. Creighton, A. M. Cruise, R. M. Culter, A. Cumming, L. Cunningham, S. L. Danilishin, K. Danzmann, B. Daubert, G. Davies, E. J. Daw, D. Debra, J. Degallaix, V. Dergachev, S. Desai, R. DeSalvo, S. Dhurandhar, M. Díaz, A. Dietz, F. Donovan, K. L. Dooley, C. Echols, M. Edgar, A. Effler, P. Ehrens, E. Espinoza, T. Etzel, M. Evans, T. Evans, S. Fairhurst, Y. Faltas, Y. Fan, D. Fazi, H. Fehrmenn, L. S. Finn, K. Flasch, S. Foley, C. Forrest, N. Fotopoulos, A. Franzen, M. Frede, M. Frei, Z. Frei, A. Freise, R. Frey, T. Fricke, P. Fritschel, V. V. Frolov, M. Fyffe, V. Galdi, J. A. Garofoli, I. Gholami, J. A. Giaime, S. Giampanis, K. D. Giardina, K. Goda, E. Goetz, L. M. Goggin, G. González, M. L. Gorodetsky, S. Gößler, R. Gouaty, A. Grant, S. Gras, C. Gray, M. Gray, R. J. S. Greenhalgh, A. M. Gretarsson, F. Grimaldi, R. Grosso, H. Grote, S. Grunewald, M. Guenther, E. K. Gustafson, R. Gustafson, B. Hage, J. M. Hallam, D. Hammer, G. D. Hammond, C. Hanna, J. Hanson, J. Harms, G. M. Harry, I. W. Harry, E. D. Harstad, K. Haughian, K. Hayama, J. Heefner, I. S. Heng, A. Heptonstall, M. Hewitson, S. Hild, E. Hirose, D. Hoak, K. A. Hodge, K. Holt, D. J. Hosken, J. Hough, D. Hoyland, B. Hughey, S. H. Huttner, D. R. Ingram, T. Isogai, M. Ito, A. Ivanov, B. Johnson, W. W. Johnson, D. I. Jones, G. Jones, R. Jones, L. Ju, P. Kalmus, V. Kalogera, S. Kandhasamy, J. Kanner, D. Kasprzyk, E. Katsavounidis, K. Kawabe, S. Kawamura, F. Kawazoe, W. Kells, D. G. Keppel, A. Khalaidovski, F. Y. Khalili, R. Khan, E. Khazanov, P. King, J. S. Kissel, S. Klimentko, K. Kokeyama, V. Kondrashov, R. Kopparapu, S. Koranda, D. Kozak, B. Krishnan, R. Kumar, P. Kwee, P. K. Lam, M. Landry, B. Lantz, A. Lazzarini, H. Lei, N. Leindecker, I. Leonor, C. Li, H. Lin, P. E. Lindquist, T. B. Littenberg, N. A. Lockerbie, D. Lodhia, M. Longo, M. Lormand, P. Lu, M. Lubinski, A. Lucianetti, H. Lück, B. Machenschalk, M. MacInnis, M. Mageswaran, K. Mailand, I. Mandel, V. Mandic, S. Márka, Z. Márka, A. Markosyan, J. Markowitz, E. Maros, I. W. Martin, R. M. Martin, J. N. Marx, K. Mason, F. Matichard, L. Matone, R. A. Matzner, N. Mavalvala, R. McCarthy, D. E. McClelland, S. C. McGuire, M. McHugh, G. McIntyre, D. J. A. McKechnan, K. McKenzie, M. Mehmet, A. Melatos, A. C. Melissinos, D. F. Menéndez, G. Mendell, R. A. Mercer, S. Meshkov, C. Messenger, M. S. Meyer, J. Miller, J. Minelli, Y. Mino, V. P. Mitrofanov, G. Mitselmakher, R. Mittleman, O. Miyakawa, B. Moe, S. D. Mohanty, S. R. P. Mohapatra, G. Moreno, T. Morioka, K. Mors, K. Mossavi, C. MowLowry, G. Mueller, H. Müller-Ebhardt, D. Muhammad, S. Mukherjee, H. Mukhopadhyay, A. Mullavey, J. Munch, P. G. Murray, E. Myers, J. Myers, T. Nash, J. Nelson, G. Newton, A. Nishizawa, K. Numata, J. O'Dell, B. O'Reilly, R. O'Shaughnessy, E. Ochsner, G. H. Ogin, D. J. Ottaway, R. S. Ottens, H. Overmier, B. J. Owen, Y. Pan, C. Pankow, M. A. Papa, V. Parameshwaraiah, P. Patel, M. Pedraza, S. Penn, A. Perraca, V. Pierro, I. M. Pinto, M. Pitkin, H. J. Pletsch, M. V. Plissi, F. Postiglione, M. Principe, R. Prix, L. Prokhorov, O. Punken, V. Quetschke, F. J. Raab, D. S. Rabeling, H. Radkins, P. Raffai, Z. Raics, N. Rainer, M. Rakhmanov, V. Raymond, C. M. Reed, T. Reed, H. Rehbein, S. Reid, D. H. Reitze, R. Riesen, K. Riles, B. Rivera, P. Roberts, N. A. Robertson, C. Robinson, E. L. Robinson, S. Roddy, C. Röver, J. Rollins, J. D. Romano, J. H. Romie, S. Rowan, A. Rüdiger, P. Russel, K. Ryan, S. Sakata, L. Sancho de la Jordana, V. Sandberg, V. Sannibale, L. Santamaría, S. Saraf, P. Sarin, B. S. Sathyaprakash, S. Sato, M. Satterthwaite, P. R. Saulson, R. Savage, P. Savov, M. Scanlan, R. Schilling, R. Schnabel, R. Schofield, B. Schulz, B. F. Schutz, P. Schwinberg, J. Scott, S. M. Scott, A. C. Searle, B. Sears, F. Seifert, D. Sellers, A. S. Sengupta, A. Sergeev, B. Shapiro, P. Shawhan, D. H. Shoemaker, A. Sibley, X. Siemens, D. Sigg, S. Sinha, A. M. Sintes, B. J. J. Slagmolen, J. Slutsky, J. R. Smith, M. R. Smith, N. D. Smith, K. Somiya, B. Sorazu, A. Stein, L. C. Stein, S. Steplewski, A. Stochino, R. Stone, K. A. Strain, S. Strigin, A. Stroeer, A. L. Stuver, T. Z. Summerscales, K.-X. Sun, M. Sung, P. J. Sutton,

-
- G. P. Szokoly, D. Talukder, L. Tang, D. B. Tanner, S. P. Tarabrin, J. R. Taylor, R. Taylor, J. Thacker, K. A. Thorne, A. Thüring, K. V. Tokmakov, C. Torres, C. Torrie, G. Traylor, M. Trias, D. Ugolini, J. Ulmen, K. Urbanek, H. Vahlbruch, M. Vallisneri, C. Van Den Broeck, M. V. van der Sluys, A. A. van Veggel, S. Vass, R. Vaulin, A. Vecchio, J. Veitch, P. Veitch, C. Veltkamp, A. Villar, C. Vorvick, S. P. Vyachanin, S. J. Waldman, L. Wallace, R. L. Ward, A. Weidner, M. Weinert, A. J. Weinstein, R. Weiss, L. Wen, S. Wen, K. Wette, J. T. Whelan, S. E. Whitcomb, B. F. Whiting, C. Wilkinson, P. A. Willems, H. R. Williams, L. Williams, B. Willki, I. Wilmot, L. Winkelmann, W. Winkler, C. C. Wipf, A. G. Wiseman, G. Woan, R. Wooley, J. Worden, W. Wu, I. Yakushin, H. Yamamoto, Z. Yan, S. Yoshida, M. Zanolin, J. Zhang, L. Zhang, C. Zhao, N. Zotov, M. E. Zucker, H. zur Mühlen, and J. Zweizig, “LIGO: the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory”, Rep. Prog. Phys. **72**, 25 pp. (2009).
- ¹²⁶ Red Optronics, Laser crystal datasheet, www.redoptronics.com
- ¹²⁷ L. McDonagh, *888 nm pumping of Nd:YVO₄ for high-power TEM₀₀ lasers*, Ph.D Thesis, (Universität Kaiserslautern, Kaiserslautern), 2008.
- ¹²⁸ Moltech, www.mt-berlin.com.
- ¹²⁹ VLOC, www.vloc.com.
- ¹³⁰ W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer, cinquième édition, 1999.
- ¹³¹ C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, “Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking”, J. Opt. Soc. Am. B **16** (1), 46-56 (1999).
- ¹³² *Lasers et Technologies Femtosecondes*, Publications de l’Université de Saint-Etienne, 2005.
- ¹³³ Alphalas GMBH, *Laser crystal datasheet*, www.alphalas.com
- ¹³⁴ Casix, *Nd:YVO₄ crystal datasheet*, www.casix.com
- ¹³⁵ M. Delaigue, *Etude et réalisation de sources femtosecondes haute puissance moyenne*, Ph.D Thesis, (Université Bordeaux 1, Talence), 2006.
- ¹³⁶ J. Didierjean, E. Herault, F. Balembois, and P. Georges, “Thermal conductivity measurements of laser crystals by infrared thermography. Application to Nd:doped crystals”, Opt. Express **16** (12), 8895-9010 (2008).
- ¹³⁷ M. E. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha, *Ultrafast Lasers : Technology and Applications*, Chapter 1 : R. Paschotta and U. Keller, “Ultrafast Solid-State Lasers”, Marcel Dekker Inc., New York · Basel (2003).
- ¹³⁸ T. Brabec, Ch. Spielmann, P. F. Curley, and F. Crausz, “Kerr lens mode locking”, Opt. Lett. **17** (18), 1292-1294 (1992).
- ¹³⁹ A. A. Hnilo, and M. A. Larotonda, “Dynamics of the diode-pumped Kerr-lens mode-locked Nd:YAG laser”, J. Opt. Soc. Am. B **18** (10), 1451-1455 (2001)

-
- ¹⁴⁰ J. Mark, K. Y. Liu, K. L. Hall, H. A. Haus, and E. P. Ippen, “Femtosecond pulse generation in a laser with a nonlinear external resonator”, *Opt. Lett.* **14** (1), 48-50 (1989).
- ¹⁴¹ M. E. Fermann, M. J. Andrejco, Y. Silberberg, and M. L. Stock, “Passive mode locking by using nonlinear polarization evolution in a polarization-maintaining erbium-doped fiber”, *Opt. Lett.* **18** (11), 894-896 (1993).
- ¹⁴² K. A. Stankov, “A mirror with an intensity-dependent reflection coefficient”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **45**, 191-195 (1988).
- ¹⁴³ V. Kubecek, V. Couderc, B. Bourliaget, F. Louradour, and A. Barthélémy, “4-W and 23-ps pulses from a lamp-pumped Nd:YAG laser passively mode-locked by polarization switching in a KTP crystal”, *Appl. Phys. B: Lasers and Optics* **69**, 99-102 (1999).
- ¹⁴⁴ V. Couderc, A. Albert, and A. Barthélémy, “Low repetition rate of a mode locked Nd:YAG laser using quadratic polarization switching”, *Opt. Commun.* **220**, 413-417 (2003).
- ¹⁴⁵ G. J. Spühler, K. J. Weingarten, R. Grange, L. Krainer, M. Haimk, V. Liverini, M. Golling, S. Schön, and U. Keller, “Semiconductor saturable absorber mirror structures with low saturation fluence”, *Appl. Phys. B : Lasers Opt.* **81**, 27-32 (2005).
- ¹⁴⁶ U. Keller, “Ultrafast solid-state laser oscillators: a success story fort he last 20 years with no end in sight”, *App. Phys B: Lasers Opt.* **100** (1), 15-28 (2010).
- ¹⁴⁷ S. Y. Set, H. Yaguchi, Y. Tanaka, and M. Jablonski, “Laser Mode Locking Using a Saturable Absorber Incorporating Carbon Nanotubes”, *J. Light. Techno.* **22** (1) 51-56 (2004).
- ¹⁴⁸ C. Gerhard, F. Druon, P. Georges, V. Couderc, and P. Leproux, “Stable mode-locked operation of a low repetition rate diode-pumped Nd:GdVO₄ laser by combining quadratic polarisation switching and a semiconductor saturable absorber mirror”, *Opt. Exp.* **14** (16), 7093-7098 (2006).
- ¹⁴⁹ M. Becker, D. Kuizenga, and A. Siegman, “Harmonic mode locking of the Nd:YAG laser”, *IEEE J. Quantum Electron.* **8** (8), 687 (1972).
- ¹⁵⁰ C. M. DePriest, T. Yilmaz, P. J. Delfyett Jr, S. Etemad, A. Braun and J. Abeles, “Ultralow noise and supermode suppression in an actively mode-locked external-cavity semiconductor diode ring laser”, *Opt. Lett.* **27** (9), 719-721 (2002).
- ¹⁵¹ Batop GmbH, www.batop.de
- ¹⁵² R. Grange, M. Haiml, R. Paschotta, G. J. Spühler, L. Krainer, M. Golling, O. Ostinelli, and U. Keller, “New regime of inverse saturable absorption for self-stabilizing passively mode-locked lasers”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **80**, 151-158 (2005).
- ¹⁵³ R. Paschotta and U. Keller, “7 – Passively Mode-locked Solid-State-Lasers” in *Solid-state lasers and applications*, CRC Press, Boca Raon, 2007.
- ¹⁵⁴ Ekspla, *PLM Series high repetition rate DPSS picosecond laser*, www.ekspla.com

-
- ¹⁵⁵ F. Enderli and T. Feurer, “Radially polarized mode-locked Nd:YAG laser”, *Opt. Lett.* **34** (13), 2030-2032 (2009).
- ¹⁵⁶ G. Lin, H. Wei, Z. Hong-bo, S. Zhi-pei, D. Cui, X. Zu-yan, W. Yong-Gang, M. Xiao-Yu, “Diode-end-pumped passively mode-locked ceramic Nd:YAG Laser with a semiconductor saturable mirror”, *Opt. Express* **13** (11), 4085-4089 (2005).
- ¹⁵⁷ A. A. Mani, Ph. Hollander, P. A. Thiry, and A. Peremans, “All-solid-state 12 ps actively passively mode-locked pulse Nd:YAG laser using a nonlinear mirror”, *Appl. Phys. Lett.* **75** (20), 3066-3068 (1999).
- ¹⁵⁸ V. Kubecek, V. Couderc, B. Bourliaguet, F. Louradour, and A. Barthélémy, “4-W and 23-ps pulses from a lamp-pumped Nd:YAG laser passively mode-locked by polarization switching in a KTP crystal”, *Appl. Phys. B. : Lasers Opt.* **69**, 99-102 (1999)
- ¹⁵⁹ B. Henrich and R. Beigang, “Self-starting Kerr-lens mode locking of a Nd:YAG-laser”, *Opt. Commun.* **135**, 300-304 (1997).
- ¹⁶⁰ M. A. Larotonda, A. A. Hnilo, and F. P. Diodati, “Diode-pumped self-starting Kerr-lens mode locking Nd:YAG laser”, *Opt. Commun.* **183**, 485-491 (2000).
- ¹⁶¹ W. Koechner, “Thermal Lensing in a Nd:YAG Laser Rod”, *Appl. Opt.* **9** (11), 2548-2553 (1970).
- ¹⁶² LaseCalc, Thales, Gilles Feugnet, 2008.
- ¹⁶³ M. C. Nadeau, Ph. Balcou, R. Czarny, S. Montant, S. Petit, C. Simon-Boisson, “21 W, 18 ps SESAM-passively mode-locked Nd:YAG oscillator with a diode-side-pumped single laser head”, *Electronics Letters* **45** (17), 884–886 (2009).
- ¹⁶⁴ L. McDonagh, R. Wallenstein, R. Knappe, and N. Nebel, “High-efficiency 60 W TEM₀₀ Nd:YVO₄ oscillator pumped at 888 nm”, *Opt. Lett.* **21**, 3297-3299 (2006).
- ¹⁶⁵ D. Sangla, M. Castaing, F. Balembois, and P. Georges, “Highly efficient Nd:YVO₄ laser by direct in-band diode pumping at 914 nm”, *Opt. Lett.* **34** (14), 2159-2161 (2009).
- ¹⁶⁶ Y. F. Lü, J. Xia, X. D. Yin, D. Wang, and X. H. Zhang, “1085 nm Nd:YVO₄ laser intracavity pumped at 914 nm and sum-frequency mixing to reach cyan laser at 496 nm”, *Appl. Phys. Lett.* **7** (1), 11-13 (2010).
- ¹⁶⁷ L. McDonagh, C. Theobald, M. Serr, R. Wallenstein, R. Knappe, and A. Nebel, “54 W, 150 MHz, passively mode-locked TEM₀₀ Nd:YVO₄ oscillator pumped at 888 nm”, *Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest Series, paper WA5* (2007).
- ¹⁶⁸ Y. X. Fan, J. L. He, Y. G. Wang, S. Liu, H. T. Wang, and X. Y. Ma, “2-ps passively mode-locked Nd:YVO₄ laser using an output-coupling type semiconductor saturable absorber mirror”, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 101103 (1-3) (2005).
- ¹⁶⁹ L. Krainer, R. Paschotta, S. Lecomte, M. Moser, K. J. Weingarten, and U. Keller, “Compact Nd:YVO₄ Lasers With Pulse Repetition Rates up to 160 GHz”, *IEEE J. Quant. Electr.* **38** (10), 1331-1338 (2002).

-
- ¹⁷⁰ R. Fluck, G. Zhang, U. Keller, K. J. Weingarten, and M. Moser, “Diode-pumped passively mode-locked 1.3 μ m Nd:YVO₄ and Nd:YLF lasers using semiconductor saturable absorbers”, *Advanced Solid-State Lasers Conference, OSA TOPS Vol 1*, 274-276 (1996).
- ¹⁷¹ J. Peng, J. Miao, Y. Wang, B. Wang, H. Tan, L. Qian, and X. Ma, “High-average-power and high-conversion-efficiency continuous wave mode-locked Nd:YVO₄ laser with a semiconductor absorber mirror”, *Opt. Laser Tech.* **39**, 1135-1139 (2007).
- ¹⁷² T. Li, S. Zhao, and Y. Wang, “Thermal effects investigation and cavity design in passively mode-locked Nd:YVO₄ laser with a SESAM”, *Opt. Commun.* **282**, 940-943 (2009).
- ¹⁷³ J. Cui, Z. Fan, Y. Xue, J. Zhang, G. Niu, Z. Shi, B. Pei, Y. Bi, and Y. Qi, “LD end-pumped 1.5 W passively CW mode-locked Nd:YVO₄ laser”, *Chin. Opt. Lett.* **5**, S42-S43 (2007).
- ¹⁷⁴ V. Z. Kolev, M. J. Lederer, B. Luther-Davies, and A. V. Rode, “Passive mode locking of a Nd:YVO₄ laser with an extra-long optical resonator”, *Opt. Lett.* **28** (14), 1275-1277 (2003).
- ¹⁷⁵ D. N. Papadopoulos, S. Forget, M. Delaigue, F. Druon, F. Balembos, and P. Georges, “Passively mode-locked diode-pumped Nd:YVO₄ oscillator operating at an ultralow repetition-rate”, *Opt. Lett.* **28** (19), 1838-1840 (2003).
- ¹⁷⁶ J. K. Jabczynski, W. Zendzian, and J. Kwiatkowski, “CW mode locked Nd:YVO₄ laser pumped by 20-W laser diode bar”, *Opto-Electron. Rev.* **14** (2), 135-139 (2006).
- ¹⁷⁷ M. Gong, H. Yu, X. Wushouer, and P. Yan, “Passively mode-locked Nd:YVO₄ picosecond laser with oblique incidence on SESAM”, *Laser Phys. Lett.* **5** (7), 514-517 (2008).
- ¹⁷⁸ Y. F. Chen, S. W. Tsai, and S. C. Wang, “High-power diode-pumped nonlinear mirror mode-locked Nd:YVO₄ laser with periodically-poled KTP”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **72**, 395-397 (2001).
- ¹⁷⁹ D. J. Farrell, and M. J. Damzen, “High power scaling of a passively modelocked laser oscillator in a bounce geometry”, *Opt. Express* **15** (8), 4781-4786 (2007).
- ¹⁸⁰ Th. Graf, A. I. Ferguson, E. Bente, D. Burns, and M. D. Dawson, “Multi-Watt Nd:YVO₄ laser, mode-locked by a semiconductor saturable absorber mirror and side-pumped by a diode-laser bar”, *Opt. Commun.* **159**, 84-87 (1999).
- ¹⁸¹ U. Wegner, J. Meier, and M. J. Lederer, “Compact picosecond mode-locked and cavity dumped Nd:YVO₄ laser”, *Opt. Express* **17**, 23098-23103 (2009).
- ¹⁸² Coherent France : www.coherent.fr/
- ¹⁸³ L. McDonagh and R. Wallenstein, “Low-noise 62 W CW intracavity-doubled TEM₀₀ Nd:YVO₄ green laser pumped at 888 nm”, *Opt. Lett.* **32**, 802-804 (2007).

-
- 184 L. McDonagh, R. Wallenstein and R. Knappe, “47 W, 6 ns constant pulse duration, high-repetition-rate cavity-dumped Q-switched TEM₀₀ Nd:YVO₄ oscillator”, *Opt. Lett.* **31**, 3303-3305 (2006).
- 185 A. Nebel, R. Knappe and L. McDonagh, “Enhanced optical pumping of materials exhibiting polarization-dependant absorption”, Brevet US 2004/0258117 A1 (2004).
- 186 J. Watson, D. Schleuning, P. Lavikko, T. Alander, D. Lee, P. Lovato, H. Winhold, M. Griffin, S. Tolman, P. Liang, T. Hasenberg, and M. Reed, “High-Brightness Line Generators and Fiber-Coupled Sources based on Low-Smile Laser Diode Arrays”, *Proc. SPIE* **6878**, 68760V (2008).
- 187 Imagine Optic, www.imagine-optic.com/iop_home_fr.php
- 188 N. Hodgson and H. Weber, *Laser resonators and beam propagation*, second ed. Springer 2005 p.347
- 189 M. Lührmann, C. Theobald, R. Wallenstein, and J. A. L’Huillier, “Efficient generation of mode-locked pulses in Nd:YVO₄ with pulse duration adjustable between 34 ps and 1 ns”, *Opt. Express* **17** (8), 6177-6186 (2009).
- 190 H. A. Haus, “Theory of mode-locking with a fast saturable absorber”, *J. Appl. Phys.* **46**, 3049–3058 (1975).
- 191 H. A. Haus, “Mode-locking of Lasers”, *IEEE J. Quant. Electr.* **6** (6), 1173-1185 (2000).
- 192 F. Graf, G. Pleininger, and A. Penzkofer, “Analysis of Temporal Pulse Development in Passively Mode-Locked Lasers”, *Appl. Phys. B: Laser Opt.* **34**, 123-128 (1984).
- 193 H. A. Haus, J.G. Fujimoto and E.P. Ippen, “Structures for additive pulse mode locking”, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 2068-2076 (1991).
- 194 D. J. Kuizenga and A. E. Siegman, “FM and AM mode-locking of the homogeneous laser – Part I: Theory”, *IEEE J. Quantum Electron.* **6**, 694-708 (1970).
- 195 J. Falk, “A Theory of the Mode-Locked, Internally Frequency-Doubled laser”, *IEEE J. Quantum Electron.* **11**, 21-31 (1975).
- 196 J. Falk, “Pulsewidth of the Mode-Locked, Internally Frequency-Doubled laser”, *IEEE J. Quantum Electron.* **11**, 365-367 (1975).
- 197 K. P. J. Reddy, “Pulsewidth analysis in a mode-locked internally frequency doubled Ti:sapphire laser”, *J. Appl. Phys.* **74**, 5913-5915 (1993).
- 198 D. J. Kuizenga and A. E. Siegman, “FM and AM mode-locking of the homogeneous laser – Part II: experimental results in a Nd:YAG laser with internal FM modulation”, *IEEE J. Quantum Electron.* **6**, 709-715 (1970).
- 199 J. R. Creighton and J. L. Jackson, “Simplified Theory of Picosecond Pulses in Lasers”, *J. Appl. Phys.* **42**, 3409-3414 (1971).

-
- ²⁰⁰ M. C. Nadeau, S. Petit, Ph. Balcou, R. Czarny, S. Montant, C. Simon-Boisson, “Picosecond Pulses of Variable Duration from a High-Power Passively Mode-Locked Nd:YVO₄ Laser Free of Spatial Hole Burning”, *Optics Letters* **35** (10), 1644-1646 (2010).
- ²⁰¹ Z. Y. Ou, S. F. Pereira, E. S. Polzik, and H. J. Kimble, “85% efficiency for CW frequency doubling from 1.08 to 0.54 μm ”, *Opt. Lett.* **17** (9), 640-642 (1992).
- ²⁰² T. Südmeyer, Y. Imai, H. Masuda, N. Eguchi, M. Saito, and S. Kubota, “Efficient 2nd and 4th harmonic generation of a single-frequency, continuous-wave fiber amplifier”, *Opt. Express* **16** (3), 1546-1551 (2008).
- ²⁰³ SNLO, nonlinear optics code available from A. V. Smith, AS-Photonics, Albuquerque, NM.
- ²⁰⁴ D. Eimerl, “High Average Power Harmonic Generation”, *IEEE J. Quant. Elect.* **23** (5), 575-592 (1987).
- ²⁰⁵ G. D. Boyd and D. A. Kleinman, “Parametric Interaction of Focussed Gaussian Light Beams”, *J. Appl. Phys.* **39** (8), 3597-3639 (1968).
- ²⁰⁶ J. Limpert, A. Liem, T. Gabler, H. Zellmer, A. Tunnermann, S. Unger, S. Jetschke, and H.-R. Müller, “High-average-power picosecond Yb-doped fiber amplifier”, *Opt. Lett.* **26** (23), 1849-1851 (2001).
- ²⁰⁷ R. Peng, L. Guo, X. Zhang, F. Li, Q. Cui, Y. Bo, Q. Peng, D. Cui, Z. Xu, “Picosecond laser amplification system with 93 W high average power”, *Opt. Commun.* **281**, 2879-2882 (2008).
- ²⁰⁸ K. Nawata, M. Okina, K. Furuki, K. Miyamoto, T. Omatsu, “Sub-100 W picosecond output from a phase-conjugate Nd:YVO₄ bounce amplifier”, *Opt. Express* **17** (23), 20816-20823 (2009).
- ²⁰⁹ D. Findlay and R. A. Clay, “The measurement of internal losses in 4-level lasers”, *Phys. Lett.* **20**, 277-278 (1966).
- ²¹⁰ R. Czarny, *Etude et réalisation d’une source térahertz accordable de grande pureté spectrale*, Thèse de doctorat, (Université de Lille), 2007.
- ²¹¹ Q. Mingxin, D. J. Booth, G. W. Baxter, and G. C. Bowkett, “Performance of a Nd:YVO₄ microchip laser with continuous-wave pumping at wavelengths between 741 and 825 nm”, *Appl. Opt.* **32** (12), 2085 (1993).
- ²¹² Y. Wang, L. P. Chen, and J. M. Liu, “Noise characterization of mode-locked laser by comparing the power spectra of the fundamental and second-harmonic pulses”, *Opt. Lett.* **20** (20), 2117-2119 (1995).
- ²¹³ J. Son, J. V. Rudd, and J. E. Whitaker, “Noise characterization of a self-mode-locked Ti:Sapphire laser”, *Opt. Lett.* **17** (10), 733-735 (1994).
- ²¹⁴ S. Zhang, S. Benson, J. Hansknecht, D. Hardy, G. Neil, and M. Shinn, “Phase noise comparison of short pulse laser systems”, *Proc. Of FEL 2006*, 466-469 (2006).

-
- 215 K. J. Weingarten, B. Braun, and U. Keller, “In situ small-signal gain of solid-state lasers determined from relaxation oscillation frequency measurements”, *Opt. Lett.* **19**, 1140-1142 (1994).
- 216 Tektronix : <http://www.tek.com/>
- 217 I. Pastor, F. Encinas, and J. M. Guerra, “Spatiotemporal Instabilities form a Transversely Excited Atmospheric CO₂ Laser”, *Appl. Phys. B: Photophysics and Laser Chemistry* **52**, 184–190 (1991).
- 218 M. C. Nadeau, Ph. Balcou, S. Montant, C. Simon-Boisson and S. Petit, “Correlation between beam-quality and high-frequency-noise of a near TEM₀₀ picosecond mode-locked oscillator”, soumis à *Optics Letters*.
- 219 J. Turunen, E. Tervonen, and A. T. Friberg, “Coherence theoretic algorithm to determine the transverse-mode structure of lasers,” *Opt. Lett.* **14**, 627–629 (1989).
- 220 R. de Saint Denis, M. Fromager, and K. Ait-Ameur, “Simple electronic method for analysis of transverse mode structure of lasers,” *Opt. Commun.* **281**, 4758–4761 (2008).
- 221 S. Witte, R. T. Zinkstok, W. Hogervorst, K. S. E. Eikema, “Control and precise measurement of carrier-envelope phase dynamics”, *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, **78** (5), 5-12 (2004).
- 222 R. Ell, G. Angelow, W. Seitz, M. J. Lederer, H. Huber, D. Kopf, J. R. Birge, and F. X. Kärtner, “Quasi-synchronous pumping of modelocked few-cycle Titanium Sapphire lasers”, *Opt. Express*, **13** (23), 9292-9298 (2005).
- 223 T. Binhammer, S. Rausch, M. Jackstadt, G. Palmer, and U. Morgner, “Phase-stable Ti:sapphire oscillator quasi-synchronously pumped by a thin-disk laser”, *Appl. Phys. B : Lasers and Optics*, **100** (1), 219-223 (2010).
- 224 K. Weingarten, “High Energy Picosecond Lasers: Ready for Prime Time, Industrial-grade picosecond laser systems extend micromachining applications”, *Laser Technik Journal* **6** (3), 51-54 (2009).
- 225 E. Büttner, S. Carrasco, C. L. Evans, F. S. Ganikhanov, J. G. Herbst, D. Kopf, I. Rimke, and S. Xie, “CARS imaging with a new 532-nm synchronously pumped picosecond OPO”, *Proc. SPIE* **6442**, 64420C (2007).
- 226 C. L. Evans, X. Xu, S. Kesari, X. S. Xie, S. T. C. Wong, and G. S. Young, “Chemically-selective imaging of brain structures with CARS microscopy”, *Opt. Express* **15** (19) 12076-12087 (2007).
- 227 A.P.E., OPO ps, www.ape-berlin.de/index_engl.html
- 228 B. Henrich, T. Herrmann, J. Kleinbauer, R. Knappe, A. Nebel, and R. Wallenstein, “Concepts and technologies of advanced RGB Sources”, in *Advanced Solid-State Lasers*, M. Fermann and L. Marshall, eds., Vol. 68 of Trends in Optics and Photonics Series (Optical Society of America, 2002), paper TuA1.

-
- ²²⁹ A. Dienes, O. Mehl, S. Ahler, S. Butterworth, and W. Seelert, “Frequency-tripled and quadrupled air-cooled modelocked Nd:YVO4 laser with greater 6W average power”, *Proc. SPIE* **6451**, 645107 (2007).
- ²³⁰ G. Mootgat-Pick, T. Abe, G. Alexander, B. Ananthanarayan, A. A. Babich, V. Bharadwaj, D. Barber, A. Bartl, A. Brachmann, S. Chen, J. Clarke, J. E. Clendenin, J. Dainton, K. Desh, M. Diehl, B. Dobos, T. Dorland, H. Eberl, J. Ellis, K. Flöttmann, H. Fraas, F. Franco-Sollova, F. Franke, A. Freitas, J. Goodson, J. Gray, A. Han, S. Heinemeyer, S. Hesselbach, T. Hirose, K. Hohenwerter-Sodek, J. Kalinowski, T. Kernreiter, O. Kittel, S. Kraml, W. Majerotto, A. Martinez, H.-U. Martyn, W. Menges, A. Mikhailichenko, K. Mönig, K. Moffeit, S. Moretti, O. Nachtmann, F. Nagel, T. Nakanishi, U. Nauenberg, T. Omori, P. Osland, A. A. Pankov, N. Paver, R. Pitthan, R. Pöschl, W. Porod, J. Proulx, P. Richardson, S. Riemann, S. D. Rindani, T. G. Rizzo, P. Schüler, C. Schwanenberger, D. Scott, J. Sheppard, R. K. Singh, A. Sopczak, H. Spiesberger, A. Stahl, H. Steiner, A. Wagner, A. M. Weber, G. Weiglein, G. W. Wilson, M. Woods, P. Zerwas, J. Zhang, and F. Zomer, “Polarized positrons and electrons at the linear collider”, *Phys. Rep.* **460**, 131-243(2008).
- ²³¹ J. B. Rosenzweig, “Inverse Compton Scattering: an introductory overview”, *ICS Workshop, Sardegna* (2008).
- ²³² N. Kikuzawa, R. Hajima, N. Nishimori, E. Minehara, T. Hayakawa, T. Shizuma, H. Toyokawa, and H. Ohgaki, “Nondestructive Detection of Heavily Shielded Materials by Using Nuclear Resonance Fluorescence with a Laser-Compton Scattering γ -ray Source”, *Appl. Phys. Express* **2**, 036502 (1-3) (2009).
- ²³³ R. Hajima, N. Kikuzawa, N. Nishimori, T. Hayakawa, T. Shizuma, K. Kawase, M. Kando, E. Minehara, H. Toyokawa, H. Ohgaki, “Detection of radioactive isotopes by using laser Compton scattered γ -ray beams”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **608**, S57-S61 (2009).
- ²³⁴ S. Boucher, P. Frigola, A. Murokh, M. Ruelas, I. Jovanovic, J. B. Rosenzweig, and G. Travish, “Inverse compton scattering gamma ray source”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **608**, S54-S56 (2009).
- ²³⁵ R. Hajima, T. Hayakawa, N. Kikuzawa, and E. Minehara, “Proposal of non-destructive radionuclide assay using a high-flux gamma-ray source and nuclear resonance fluorescence”, *J. Nucl. Sci. Technol.* **45**, 441-451 (2008).
- ²³⁶ R. J. Jones, K. D. Moll, M. J. Thorpe, and J. Ye, “Phase-Coherent Frequency Combs in the Vacuum Ultraviolet via High-Harmonic Generation inside a Femtosecond Enhancement Cavity”, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 193201 (1-4) (2005).
- ²³⁷ K. D. Moll, R. J. Jones, and J. Ye, “Output coupling methods for cavity-based high-harmonic generation”, *Opt. Express* **14** (18), 8189-8197 (2006).
- ²³⁸ J. R. O’Connor, “Unusual crystal-field energy levels and efficient laser properties of YVO4:Nd”, *Appl. Phys. Lett.* **9** (11), 407-409 (1966).