



HAL
open science

Développement d'une source laser de très haute cadence (GHz), amplifiée en mode burst et injection dans un résonateur optique pour des applications en physique des accélérateurs

Frédéric Blanc

► To cite this version:

Frédéric Blanc. Développement d'une source laser de très haute cadence (GHz), amplifiée en mode burst et injection dans un résonateur optique pour des applications en physique des accélérateurs. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2024. Français. NNT : 2024UPASP011 . tel-04531090

HAL Id: tel-04531090

<https://theses.hal.science/tel-04531090>

Submitted on 3 Apr 2024

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

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

Développement d'une source laser de
très haute cadence (GHz), amplifiée en
mode burst et injection dans un
résonateur optique pour des
applications en physique des
accélérateurs

*Development of a very high speed laser source (GHz),
amplified in burst mode and injection into an optical
resonator for applications in accelerator physics*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 576, particules, hadrons, énergie et noyau : instrumentation,
image, cosmos et simulation (Pheniics)
Spécialité de doctorat : Physique des accélérateurs
Graduate School : Physique
Réfèrent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche **IJCLab (Université Paris-Saclay, CNRS)**,
sous la direction de **Fabian ZOMER**, Professeur, le co-encadrement de **Kevin
DUPRAZ**, Docteur, la co-supervision de **Antoine COURJAUD**, Docteur

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 29 février 2024, par

Frédéric BLANC

Composition du jury

Membres du jury avec voix délibérative

Alexandra FRAGOLA
Professeure, université Paris-Saclay
Éric CORMIER
Professeur, université de Bordeaux
Alessandro VARIOLA
Professeur, université Sapienza
Vincent LE FLANCHEC
Docteur, CEA DAM

Présidente
Rapporteur & Examineur
Rapporteur & Examineur
Examineur

Titre : Développement d'une source laser de très haute cadence (GHz), amplifiée en mode burst et injection dans un résonateur optique pour des applications en physique des accélérateurs

Mots clés : Laser, Femtoseconde, Cavité Fabry-Perot, ICS

Résumé : Ce travail de thèse concerne le développement d'une source laser ultrabrève dédiée à être couplée avec une cavité Fabry-Pérot, en vue d'être associée à un accélérateur d'électrons afin de produire un rayonnement X par Diffusion Compton Inverse (ICS en anglais, pour Inverse Compton Scattering). Dans un premier temps une étude portée sur l'oscillateur GHz a permis la génération des impulsions qui vont être utilisées par la suite. Des expériences permettant de caractériser les amplificateurs Tangor et Lockline ont été menées, avec une attention portée sur le fond continu d'ASE en fonction de la cadence des rafales d'impulsions. Les lignes laser ont été mise en place et conçues dans le but de pouvoir empiler les impulsions dans la cavité Fabry-Perot ainsi que pour permettre l'asservissement de l'oscillateur sur la cavité. Il a pour cela fallu faire un travail de mise en forme de la polarisation des faisceaux lasers. Pour pouvoir concevoir ces lignes lasers, des simulations de la cavité concernant la taille du mode fondamental, la polarisation à l'intérieur de la ca-

vité ou encore la propagation du faisceau ont été réalisées. Ce travail préalable a permis l'injection des impulsions dans la cavité. Dans un premier temps, l'injection des impulsions en mode continu a permis d'observer la dérive thermique due à la montée en puissance à l'intérieur de la cavité. Puis l'injection de rafales d'impulsions de différentes durées et cadences ont été comparées, dans le but d'observer la réponse de la cavité au stockage des rafales. Un résultat important fut le stockage de 300 mJ intracavité sur une durée de 20 min, ce qui a validé la viabilité de l'expérience. Après cela, des tests et des simulations ont été faits pour comprendre l'importance de la gestion du phénomène de CEP (Carrier Enveloppe Phase). Enfin, avec la montée en énergie en baissant la cadence des rafales, le stockage de l'énergie à atteint le seuil d'endommagement des miroirs. Après les avoir changés, quelques expériences sur le stockage des rafales dans cette nouvelle cavité ont eu lieu. Des pistes d'amélioration sont données en fin de thèse pour la continuation du projet.

Title : Development of a very high speed laser source (GHz), amplified in burst mode and injection into an optical resonator for applications in accelerator physics

Keywords : Laser, Femtosecond, Fabry-Perot cavity, ICS

Abstract : This thesis work concerns the development of an ultrashort laser source dedicated to be coupled with a Fabry-Pérot cavity, with a view to being associated with an electron accelerator in order to produce X-ray radiation by Inverse Compton Scattering. Initially, a study carried out on the GHz oscillator allowed the generation of pulses which will be used subsequently. Experiments to characterize the Tango and Lockline amplifiers were carried out, with attention paid to the ASE continuous background depending on the cadence of the bursts. The laser lines were set up and designed to stack the pulses in the Fabry-Perot cavity as well as to lock the oscillator on the cavity. This required work to shape the polarization of the laser beams. To be able to design these laser lines, simulations of the cavity concerning the size of the fundamental mode, the polarization inside the cavity and even the propagation of the beam

were carried out. This preliminary work allowed the injection of pulses into the cavity. Firstly, the injection of pulses in continuous mode made it possible to observe the thermal drift due to the increase in power inside the cavity. Then the injection of bursts of different durations and cadences were compared to observe the response of the cavity to the storage of the bursts. An important result was the storage of 300 mJ intracavity over 20 min, which validated the viability of the experiment. After that, tests and simulations were carried out to understand the importance of managing the CEP phenomenon. Finally, with the rise in energy by lowering the rate of bursts, the energy storage has reached the damage threshold of mirrors. After changing them, we did some experiments on the storage of bursts in this new cavity. Directions for improvement are given at the end of the thesis for the continuation of the project.

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier toutes les personnes ayant accepté de faire partie de mon jury pour évaluer ce travail de thèse. Merci à Alessandro Variola ainsi qu'à Eric Cormier d'avoir bien voulu endosser le rôle de rapporteur et pour leurs critiques constructives qui ont permis l'amélioration de ce manuscrit. Je remercie également Alexandra Fragola d'avoir accepté de présider ce jury. Enfin je remercie Vincent Le Flanchec d'avoir examiné ce travail de thèse et d'y avoir apporté des améliorations.

Je remercie la société Amplitude de m'avoir accueilli en son sein et permis d'acquérir beaucoup d'expérience dans le domaine passionnant que sont les lasers, par le biais de cette thèse. Merci à Antoine Courjaud d'avoir supervisé cette thèse et d'avoir cru en ce projet, permettant de le faire avancer. Merci également à toute l'équipe Ytterbium pour le temps passé ensemble. Un merci particulier à Côme Jacob, Alexis Casanova, Guillaume Bonamis, Mathieu Lacaze et Martin Delaigue pour avoir été présents lorsque j'avais besoin d'aide lors de certaines expériences.

Je remercie le laboratoire IJCLab de m'avoir accueilli pour travailler sur cette thèse. Un grand merci à Fabian Zomer et Daniele Nutarelli qui m'ont suivi depuis mon entrée en école d'ingénieur il y a de cela 7 ans. Vous avez éveillé ma passion pour l'optique et le domaine des lasers, et m'avez toujours montré le bon chemin. Un grand merci également à Kevin Dupraz, Aurélien Martens et Ronic Chiche, pour m'avoir encadré, pour m'avoir aidé lors des longues heures en salle blanche, pour avoir répondu à toutes mes questions qui pouvaient être répétitives. Merci aussi Kevin Dupraz pour m'avoir accompagné lors de l'écriture de ce manuscrit, de l'avoir relu et corrigé. Merci enfin à Viktor Soskov pour m'avoir aidé lors de certaines expériences avec du matériel optique nécessitant beaucoup de précautions.

Je voudrais remercier toutes les personnes que j'ai rencontrées lors de cette thèse et qui sont devenues des amis. Merci Manar Amer pour les longues discussions que l'on a pu avoir dans le bureau sur plein de sujets, et pour ta joie de vivre qui remplissait ce bureau. Merci Faras Mawas pour toutes les petites pauses que l'on prenait pour discuter du travail ou d'autres choses. Enfin, merci à Lucas, Gueladio, Fahad, Pierre, Carmelo, Rasha pour les bons moments passés au laboratoire ou en conférences.

Je remercie tous mes amis pour leur soutien tout le long de cette thèse. Merci à Pierre, Marie, Anne, Laura, Mathieu, Charbel, Pamela, Adrien, Alexis, Benjamin, Florian, Tatiana, Paul, Elodie, Akli, Florent, Clara, Charlotte, Thomas, Vincent, Hugo, Isaac, Nicolas, Morgane et tous les autres que je n'ai pas pu citer.

Je voudrais remercier toute ma famille pour le soutien inconditionnel qu'ils m'ont apporté. Merci à mes parents et à mes sœurs qui m'ont toujours permis de donner le meilleur de moi-même, qui m'ont apporté beaucoup de réconfort et d'amour, me permettant d'aller jusqu'au bout de cette thèse.

Enfin, merci à Daphné Da Fonseca, ma compagne, qui m'a soutenu lors de toutes les difficultés rencontrées, qui a vécu à mes côtés pour voir les obstacles mais aussi les belles réussites. Tu as toujours été présente pour moi, et je te remercie.

Table des matières

Remerciements

Introduction	1
1 Etat de l'art	3
1.1 Production de rayons X et leurs applications	3
1.1.1 Les sources de rayons X conventionnelles	3
1.1.1.1 Les tubes à rayons X	3
1.1.1.2 Les synchrotrons	5
1.1.2 Les sources de rayons X non conventionnelles	7
1.1.2.1 Les FEL	7
1.1.2.2 Les machines Compton	8
1.1.3 Principe des machines Compton	9
1.1.3.1 La diffusion Compton et Compton inverse	9
1.1.3.2 Caractéristiques des sources Compton	10
1.1.3.3 Conception des sources Compton	11
1.1.4 Applications des machines Compton	13
1.1.4.1 Domaine médical	13
Imagerie	13
Thérapie	15
1.1.4.2 Science des matériaux	15
Diffraction	15
Spectroscopie	15
1.1.4.3 Physique nucléaire	16
Diffusion X-nucléon	16
Fluorescence nucléaire résonante	16
Photodésintégration	16
1.2 Le système LASER	17
1.2.1 Les systèmes lasers à impulsions brèves	17
1.2.1.1 Les oscillateurs optiques	17
1.2.1.2 Le principe du verrouillage de mode	18
1.2.1.3 Les méthodes pour verrouiller les modes	21
1.2.1.4 Champ électromagnétique d'une impulsion	24
1.2.2 Système d'amplification des impulsions brèves	25
1.2.2.1 Généralités sur l'amplification des impulsions	25
1.2.2.2 Les CPA	26
1.2.3 Les modulateurs acousto-optiques et électro-optiques	27
1.2.3.1 Le Modulateur Acousto-Optique	27
1.2.3.2 Le Modulateur Electro-Optique	29
1.3 Cavité Fabry-Perot	31
1.3.1 Faisceaux Gaussiens	32
1.3.1.1 Mode fondamental d'un faisceau gaussien	32
1.3.1.2 Mode d'ordre supérieur	32
1.3.2 Caractérisation d'une cavité FP	34
1.3.2.1 Critère de stabilité	34
1.3.2.2 Caractéristiques des miroirs d'une cavité	36

1.3.2.3	Puissance intracavité	37
1.3.2.4	Répartition des raies de fréquence	38
1.3.2.5	Calcul de la finesse	40
1.3.2.6	Calcul du gain	42
1.3.2.7	Sur-couplage et sous-couplage	43
1.3.2.8	Autres types de couplage	45
1.3.3	Asservissement de la cavité	47
1.3.4	Cavité remplie par rafales d'impulsions	49
Conclusion	52
2	Montage expérimental	53
Introduction	53
2.1	Le système laser	54
2.1.1	L'oscillateur GHz	54
2.1.1.1	Description	55
2.1.1.2	Bruit de phase et gigue temporelle	59
2.1.2	L'amplificateur Lockline	65
2.1.3	L'amplificateur Tangor	66
2.1.3.1	Pré-amplification et mise en forme des rafales d'impulsions	66
2.1.3.2	Amplification du signal optique	67
2.1.3.3	Mise en forme temporelle, spectrale et spatiale	67
2.1.4	Caractérisation de la forme des rafales d'impulsions et ASE	72
2.2	Le système optique	77
2.2.1	Description de la cavité	78
2.2.1.1	Géométrie de la cavité	78
2.2.1.2	Conception des montures de miroirs	84
2.2.1.3	Caractérisation de la cavité	86
2.2.2	Mise en forme spatiale des faisceaux	91
2.2.2.1	Choix des optiques	91
2.2.2.2	Imagerie des faisceaux	92
2.2.3	Mise en forme de la polarisation des faisceaux	96
2.3	Mise en œuvre de l'asservissement	99
Conclusion	105
3	Résultats expérimentaux	106
Introduction	106
3.1	Polarisation	106
3.2	Effets de la CEP	115
3.2.1	Simulations du remplissage de la cavité F-P	115
3.2.1.1	Simulations de la cavité V1.1	115
3.2.1.2	Simulations de la cavité V1.2	118
3.2.1.3	Comparaison des deux cavités	120
3.2.2	Expérience sur le changement de CEP	120
3.3	Montée en puissance et en énergie	124
3.3.1	Cavité V1.1	124
3.3.1.1	Remplissage en mode continu	124
3.3.1.2	Remplissage en mode rafale avec des impulsions étirées	136
3.3.1.3	Remplissage en mode rafale avec des impulsions picoseconde	138
3.3.1.4	Endommagement des miroirs	141
3.3.2	Cavité V1.2	144
Conclusion	145
Conclusion et perspectives		147

Table des figures

1.1	Tube à rayons X inventé par William Crookes.	4
1.2	Spectre d'un tube à rayon X avec une cible en tungstène, tirée de la référence [7].	4
1.3	Photo du synchrotron Soleil.	5
1.4	(a) Schéma de principe d'un synchrotron. (b) Représentation d'une ligne de lumière sortant du synchrotron.	6
1.5	Courbes de brillance du synchrotron Soleil et de l'ESRF de Grenoble, tirées de la référence [22].	6
1.6	Schéma de principe d'un laser à électrons libres.	7
1.7	Photo du FEL européen XFEL.	8
1.8	Graphe de la brillance en fonction de l'énergie des rayons X obtenus selon la technologie utilisée.	9
1.9	(a) Schéma de la diffusion Compton. (b) Schéma de la diffusion Compton inverse.	10
1.10	Schémas de deux types d'architecture pour les sources Compton. (a) Architecture utilisant un LINAC couplé à une cavité Fabry-Perot. (b) Architecture utilisant un LINAC couplé à un anneau de stockage.	12
1.11	Tomographie d'une souris morte sous différents angles.	13
1.12	Image d'un pouce de cadavre humain. (a) Imagerie standard. (b) Imagerie par contraste de phase.	14
1.13	Image d'un coeur de porc dont on cherche à observer les vaisseaux sanguins. (a) Imagerie standard. (b) Imagerie K-edge.	14
1.14	Représentation schématique d'un diffractogramme permettant d'associer un plan cristallin à un pic de diffraction.	15
1.15	Représentation schématique de la photodésintégration d'un noyau de deutérium.	16
1.16	Schéma de principe d'un oscillateur laser pompé optiquement.	17
1.17	Schéma de principe d'un oscillateur laser à verrouillage de mode pompé optiquement.	18
1.18	Figure tirée de la thèse de Pierre Favier [61]. La figure en haut à gauche représente la superposition des modes dans la cavité ayants une phase aléatoire. La figure en haut à droite représente la superposition des modes dans la cavité ayants la même phase. La figure en bas à gauche représente la somme des modes déphasés. La figure en bas à droite représente la somme des modes en phase. L'unité de l'axe horizontal est une longueur optique de cavité.	19
1.19	Impulsions avec modes verrouillés en phase. La figure du haut présente le détail d'une période de $2l/c$ qui correspond à la durée d'un tour dans la cavité. La figure du bas représente le train d'impulsions.	20
1.20	Représentation des trois procédés pour bloquer les modes. (a) Utilisation d'un absorbant saturable rapide. (b) Utilisation d'un absorbant saturable lent et saturation du gain. (c) Utilisation d'un absorbant saturable lent et avec un soliton.	21
1.21	Schéma de principe d'un SESAM AlAs–AlGaAs. Les différentes couches de matériaux sont représentées avec l'indice de réfraction de chaque couche en fonction de l'épaisseur de celle-ci.	23
1.22	Représentation temporelle et fréquentielle du champ électrique d'un faisceau laser.	25
1.23	Schéma de principe d'un montage d'amplification par dérive de fréquence standard tel qu'utilisé dans cette thèse.	27
1.24	Diffraction de la lumière par un AOM permettant de choisir l'ordre en sortie. Tiré de la référence [87]	28

1.25	Décalage du spectre optique dans le domaine fréquentiel dû à la fréquence de l'onde acoustique F_s	28
1.26	Schéma de principe représentant la modulation de fréquence avec un EOM. x' et y' sont la base des nouveaux vecteurs, l est la largeur du cristal, E est le champ électromagnétique appliqué au cristal.	30
1.27	Schéma de principe d'une cavité bow-tie.	31
1.28	Image représentant les modes d'ordre supérieurs de Hermite-Gauss.	33
1.29	Image représentant les modes d'ordre supérieurs de Laguerre-Gauss.	34
1.30	Schéma d'un miroir utilisé dans les cavités.	36
1.31	Schéma représentant les champs électromagnétiques dans la cavité.	37
1.32	Répartition des raies m de fréquence ν_m du champ électromagnétique d'une impulsion laser comparé au spectre optique d'une cavité Fabry-Perot ayant un ISL de 33,33 MHz. Le spectre de la cavité est représenté en noir et celui du champ électromagnétique d'une impulsion laser en rouge. (a) La F_{rep} et la CEP ne sont pas accordées. (b) Seule la F_{rep} est accordée. (c) Seule la CEP est accordée. (d) la F_{rep} et la CEP sont accordées. Tiré de la référence [92].	39
1.33	Résonances du mode fondamental et des modes transverses dans une cavité à deux miroirs en fonction de la distance entre les miroirs. On peut observer les différentes résonances dues aux diverses valeurs prises par la somme $m + n$ à côté de chaque mode fondamental d'ordre N , $N + 1$ et $N + 2$	40
1.34	Courbe représentant une raie résonant dans une cavité théorique de finesse $\mathcal{F} = 1000$	41
1.35	Représentation du module et de la phase du coefficient de réflexion pour une cavité théorique de finesse $\mathcal{F} = 1000$. (a) Module du coefficient de réflexion représentant l'intensité. (b) Phase du coefficient de réflexion	42
1.36	Courbes représentant la finesse, le gain et le rapport de la puissance réfléchie et de la puissance incidente normalisés, en fonction de la transmission T_1 du miroir d'entrée d'une cavité.	44
1.37	Représentation de la variation de taille de faisceau w en fonction de z pour deux champs différents. (a) Les deux champs ont une taille de waist différente, une position des waists différente, sont désaxés transversalement et angulairement. (b) Le défaut angulaire a été corrigé. (c) L'entraxe a été annulé. (d) Les positions des waists sont confondus. Seul reste le défaut sur la taille des waists. Tiré de la référence [61].	46
1.38	Puissance transmise en fonction du temps pour un état de polarisation en injection de la cavité tournant au cours du temps, tirée de la référence [92].	47
1.39	Graphique du remplissage de la cavité en mode rafale et de l'interaction avec le faisceau d'électrons.	50
2.1	Schéma de principe du montage expérimental servant à injecter les rafales d'impulsions dans la cavité.	54
2.2	Schéma de l'oscillateur GHz	55
2.3	Spectre de l'oscillateur GHz	57
2.4	Train d'impulsion de l'oscillateur GHz.	57
2.5	Photo de l'oscillateur et de son électronique dans son rack.	58
2.6	Schéma de l'expérience permettant de mesurer le bruit de phase du laser de référence bas bruit.	60
2.7	Schéma de l'expérience permettant de mesurer le bruit de phase de l'oscillateur GHz par battement optique.	61
2.8	Courbes représentant différentes mesures de bruit de phase de l'oscillateur GHz (courbes bleue et rouge) en comparaison avec le bruit de phase de l'oscillateur EOWaves de référence (courbe noire). La courbe orange représente la gigue temporelle résiduelle entre les deux laser.	61
2.9	Différentes mesures de RIN de l'oscillateur GHz et la gigue temporelle résiduelle associée pour différentes valeurs de courant de pompe. (a) Courant de pompe de 700 mA. (b) Courant de pompe de 800 mA. (c) Courant de pompe de 900 mA.	63
2.10	Mesures complémentaires de bruit de phase pour trois états différents du composant piezo-électrique.	64

2.11	Captures d'écran lors du balayage en fréquence du composant piezo-électrique. La fréquence associée est représentée sur l'axe des abscisses, de 10 à 100 kHz. La puissance relative à l'excitation du composant piezo-électrique par rapport à la fréquence d'excitation est représenté sur l'axe des ordonnées, de -90 à -30 dBm.	64
2.12	Schéma de principe de l'amplificateur Lockline	65
2.13	Schéma de principe de l'amplificateur Tangor	66
2.14	Schéma de principe représentant la fonction de l'AOM fibré dans le premier bloc du Tangor sur l'enveloppe de l'intensité du train d'impulsions.	67
2.15	Schéma de principe représentant l'effet de l'AOM en espace-libre dans le dernier bloc du Tangor sur les rafales d'impulsions, ce qui permet de contrôler la puissance moyenne et de diminuer l'influence du fond continu.	68
2.16	Schéma de principe de la compression des impulsions ainsi que de l'ajustement de la durée de ces impulsions.	68
2.17	Traces d'auto-corrélation des impulsions pour différentes positions du miroir du compresseur du Tangor.	69
2.18	Mesures des durées d'impulsion dans deux régimes de fonctionnement différents pour différentes positions du miroir du compresseur du Tangor. Les points rouges représentent un régime continu, et les points bleus un régime de rafales d'impulsions.	70
2.19	Schéma de principe de l'amplification et de la mise en forme temporelle du signal de l'oscillateur GHz par le Tangor.	71
2.20	Courbes représentant la transmission effective de l'AOM et la transmission attendue lorsqu'on paramètre les valeurs de l'AOM dans le logiciel, pour une énergie de rafale d'impulsions de 2mJ.	72
2.21	Schéma de l'expérience mise en oeuvre pour les mesures d'ASE et de mise en forme temporelle des rafales d'impulsions.	73
2.22	Représentation d'une rafale d'impulsions réelle (courbes noires) et d'une rafale d'impulsions théoriquement plate (courbes rouges). L'énergie de chaque impulsion théorique est l'énergie moyenne des impulsions dans la rafale réelle. De ce fait, l'énergie dans la rafale d'impulsions est égale dans les deux cas. Les impulsions sont délivrées par un oscillateur de fréquence de répétition 40 MHz. (a) Rafale de 200 impulsions à une cadence 50 kHz. (b) Rafale de 40 impulsions à une cadence 50 kHz. (c) Rafale de 200 impulsions à une cadence 10 kHz. (d) Rafale de 40 impulsions à une cadence de 10 kHz.	74
2.23	Résultats de mesures d'ASE et d'énergie pour des rafales d'impulsions à différentes cadences, pour deux durées de rafale différentes. (a) Rafale de 5 μ s (200 impulsions). (b) Rafale de 25 ns (1 impulsion). Les impulsions sont délivrées par un oscillateur de fréquence de répétition 40 MHz.	76
2.24	Résultats des mesures d'ASE et d'énergie pour des rafales d'impulsions à différentes cadences. Les impulsions sont délivrées par l'oscillateur de fréquence de répétition 880 MHz, pour des rafales de 5 μ s (4400 impulsions).	77
2.25	Image de la cavité optique et de ses éléments.	78
2.26	Schéma de la cavité où sont représentés paramètres ajustables lors des simulations. . .	79
2.27	Propagation du mode dans la cavité. (a) Propagation pour un angle de réflexion sur le miroir de sortie nominal de valeur $\beta = 2.557^\circ$, pour un ISL = 879.4 MHz, qui est la valeur nominale. (b) Propagation pour un angle de réflexion sur le miroir de sortie de valeur 2β . (c) Propagation pour un angle de réflexion sur le miroir de sortie de valeur 4β . (d) Propagation pour un angle de réflexion sur le miroir de sortie de valeur 6β . . .	80
2.28	Tailles de waist en fonction de la distance entre les miroirs sphériques, à différents emplacements de la cavité. (a) Waist entre les miroirs plans. (b) Waist entre les miroirs sphériques. L'ISL de la cavité est à sa valeur nominale.	82
2.29	Degré de polarisation circulaire et linéaire. (a) DOLP et DOCP en fonction de la distance des miroirs plan au plan dans lequel le faisceau se propage. (b) DOLP et DOCP en fonction de l'angle de revêtement des miroirs. L'ISL de la cavité est à sa valeur nominale.	83
2.30	Modèle CAO de la monture des miroirs.	84
2.31	Schéma de la monture "flex" permettant d'ajuster l'inclinaison des miroirs, avec les différentes cotes utiles.	85

2.32	Ensemble des pièces constituant les montures usinées. De haut en bas : les supports "T-mount", les montures "flex", les demi-anneaux et les vis de fixation.	85
2.33	Premier prototype de monture de miroir assemblé.	86
2.34	Montures avec les miroirs collés installées dans la cavité.	86
2.35	Mesures de transmission des miroirs de la cavité. (a) Miroir test. (b) Miroir d'entrée des cavités V1.1 et V1.2. (c) Autres miroirs communs aux deux cavités.	88
2.36	Mesure de finesse de la cavité V1.1, $\mathcal{F}_{V1.1} = 2000$. La courbe jaune représente l'intensité reçue en transmission de la cavité, tandis que la courbe verte représente l'intensité reçue en réflexion de la cavité. La courbe rose représente la tension envoyée au composant piezo-électrique.	90
2.37	Mesure de finesse de la cavité V1.2, $\mathcal{F}_{V1.2} = 7300$. La courbe noire représente la mesure de la transmission de la cavité. La courbe rouge est la régression de la courbe noire. . .	90
2.38	Schéma de la cavité où sont représentés les tailles de waist et les distances entre les miroirs.	91
2.39	Images du faisceau injecté dans la cavité V1.1 et V1.2 sur la caméra en champ lointain (FF) et leurs projection sur les axes X et Y. (a) Cavité V1.1. (b) Cavité V1.2. (c) Projection de l'intensité sur l'axe X pour la cavité V1.1 et la cavité V1.2. (d) Projection de l'intensité sur l'axe Y pour la cavité V1.1 et la cavité V1.2.	93
2.40	Images du faisceau injecté dans la cavité V1.1 et V1.2 sur la caméra en champ proche (NF) et leurs projection sur les axes X et Y. (a) Cavité V1.1. (b) Cavité V1.2. (c) Projection de l'intensité sur l'axe X pour la cavité V1.1 et la cavité V1.2. (d) Projection de l'intensité sur l'axe Y pour la cavité V1.1 et la cavité V1.2.	94
2.41	Images du faisceau transmis par la cavité V1.1 et V1.2 sur la caméra en transmission et leurs projection sur les axes X et Y. (a) Cavité V1.1. (b) Cavité V1.2. (c) Projection de l'intensité sur l'axe X pour la cavité V1.1 et la cavité V1.2. (d) Projection de l'intensité sur l'axe Y pour la cavité V1.1 et la cavité V1.2.	95
2.42	Courbes de réflexion en fonction de la polarisation du coupleur LAYERTEC utilisé pour combiner les deux faisceaux.	97
2.43	Schéma de l'ellipse de polarisation.	98
2.44	Représentation de la polarisation de la Lockline (en bleu) et du Tangor (en rouge). . .	99
2.45	Schéma de l'ensemble de la boucle d'asservissement et ses composants.	100
2.46	Signal d'erreur et résonance principale avec les modulations à 8,3 MHz.	101
2.47	Résonance principale et bandes latérales modulées à 8,3 MHz pour différentes tensions envoyées à l'EOM, ce qui met en évidence le paramètre de profondeur de modulation de l'EOM. (a) Tension envoyée à l'EOM de 1 mV. (b) Tension envoyée à l'EOM de 40 mV. (c) Tension envoyée à l'EOM de 80 mV. (d) Tension envoyée à l'EOM de 120 mV. . . .	102
2.48	Courbes représentant la transition entre le laser en boucle ouverte et le laser en boucle fermée sur la cavité. (a) Intensité du faisceau transmis. (b) Tension injecté au composant piezo-électrique. (c) Signal d'erreur en sorte du boîtier PDH.	104
3.1	Mesures de la transmission de la cavité en fonction de différents états de polarisation. (a) Polarisation linéaire à 0°. (b) Polarisation linéaire à 45°. (c) Polarisation linéaire à 90°. (d) Polarisation linéaire à 135°. (e) Polarisation circulaire gauche. (f) Polarisation circulaire droite.	108
3.2	États de polarisation du Tangor et de la LockLine en entrée de cavité pour lequel le couplage en polarisation est le meilleur.	109
3.3	États de polarisation du Tangor et de la LockLine en réflexion de la cavité. (a) État de polarisation avant le prisme de Wollaston. (b) État de polarisation après le prisme de Wollaston.	110
3.4	Courbes mettant en évidence le signe d'un potentiel changement d'état de polarisation de la cavité. (a) Rafales d'impulsions en transmission de la cavité. (b) Intensité réfléchiée par la cavité.	113
3.5	Schéma représentant ce que l'on observe sur la photodiode de transmission. Les flèches bleues représentent les axes de polarisation. (a) Les axes de polarisation liés au prisme ont été alignés avec ceux du Tangor et de la Lockline sans que l'oscillateur GHz soit asservi sur la cavité. (b) Les axes de polarisation liés au prisme ont été alignés avec ceux du Tangor et de la Lockline alors que l'oscillateur GHz est asservi sur la cavité.	114

3.6	Simulations du remplissage d'une cavité de finesse $\mathcal{F} = 2000$ et de gain $G = 250$. Les courbes en traits pleins représentent les rafales d'impulsions en entrée de la cavité, les courbes en traits discontinus représentent le remplissage de la cavité pour une CEP accordée, et les courbes en pointillés représentent le remplissage de la cavité pour une CEP non accordée. Les courbes en trait pleins ont été normalisées telles que l'intégrale sous la courbe représentant l'énergie de la rafale soit égale à 1. Les courbes en traits discontinus et en pointillés on été normalisées par l'énergie multipliée par le gain. (a) Simulation avec une porte représentant une rafale d'impulsions théorique. (b) Simulation avec une rafale d'impulsions réelle. Cette forme de rafale d'impulsions est obtenue à une cadence de 50 kHz. (c) Intégrale glissante sur 1 μ s permettant de voir l'optimisation de l'énergie intra-cavité lors du stockage des impulsions.	117
3.7	Simulations du remplissage d'une cavité de finesse $\mathcal{F} = 7300$ et de gain $G = 3000$. Les courbes en traits pleins représentent les rafales d'impulsions en entrée de la cavité, les courbes en traits discontinus représentent le remplissage de la cavité pour une CEP accordée, et les courbes en pointillés représentent le remplissage de la cavité pour une CEP non accordée. Les courbes en trait pleins ont été normalisées telles que l'intégrale sous la courbe représentant l'énergie de la rafale soit égale à 1. Les courbes en traits discontinus et en pointillés on été normalisées par l'énergie multipliée par le gain. (a) Simulation avec une porte représentant une rafale d'impulsions théorique. (b) Simulation avec une rafale d'impulsions réelle. Cette forme de rafale d'impulsions est obtenue à une cadence de 50 kHz. (c) Intégrale glissante sur 1 μ s permettant de voir l'optimisation de l'énergie intra-cavité lors du stockage des impulsions.	119
3.8	Superposition des courbes vues précédement, non normalisées par le gain. (a) Courbes pour une rafale réelle à une cadence de 50 kHz. (b) Courbes pour une rafale parfaite. .	120
3.9	Dix mesures pour $F_{\text{CEO}} = 110$ MHz.(a) Mesures de Δ . (b) Mesures de G	121
3.10	Régression des valeurs Δ et G en fonction de F_{CEO} simulant une dérive en CEP, pour deux configurations expérimentales. (a) Régression de Δ pour l'oscillateur GHz et le préamplificateur. (b) Régression de G pour l'oscillateur GHz et le préamplificateur. (c) Régression de Δ pour l'oscillateur GHz, le préamplificateur et le premier étage d'amplification de la Lockline. (d) Régression de G pour l'oscillateur GHz, le préamplificateur et le premier étage d'amplification de la Lockline.	123
3.11	Schéma de la boucle d'asservissement et des éléments optique permettant l'asservissement du laser NKT sur la cavité.	125
3.12	Signaux d'asservissement du laser NKT sur la cavité. La courbe jaune représente l'intensité reçue en transmission de la cavité, la courbe verte représente l'intensité reçue en réflexion de la cavité et la courbe rose la tension de commande du composant piezo-électrique situé dans le NKT. La partie gauche de la figure montre les signaux en boucle ouverte tandis que la partie droite de la figure montre les signaux en boucle fermée. . .	126
3.13	Schéma de la boucle d'asservissement et des éléments optique permettant l'asservissement de l'oscillateur GHz sur la cavité.	127
3.14	Signaux de l'asservissement de l'oscillateur GHz sur la cavité. La courbe jaune représente l'intensité reçue en transmission de la cavité, la courbe rose représente la tension de commande du composant piezo-électrique et la courbe violette représente le signal d'erreur PDH. Les oscillations du signal d'erreur se répercutent sur le signal du composant piezo-électrique et le signal en transmission de la cavité.	127
3.15	Schéma de la boucle d'asservissement avec l'ajout d'un AOM de fréquence nominale 100 MHz, ainsi que des éléments optique permettant l'asservissement de l'oscillateur GHz sur la cavité.	128

3.16	Signaux d'asservissement de l'oscillateur GHz après mise en place de l'AOM permettant d'atténuer la fréquence des oscillations observées précédemment. (a) Signal d'erreur PDH autour de la résonance principale en boucle ouverte. La courbe jaune représente l'intensité reçue en transmission de la cavité, la courbe rose représente la tension de commande du composant piezo-électrique et la courbe violette représente le signal d'erreur PDH. (b) Asservissement de l'oscillateur GHz sur la cavité. La courbe jaune représente l'intensité reçue en transmission de la cavité et la courbe rose représente la tension de commande du composant piezo-électrique. La partie gauche de la figure montre les signaux en boucle ouverte tandis que la partie droite de la figure montre les signaux en boucle fermée.	129
3.17	Schéma de la boucle d'asservissement avec l'ajout de l'amplificateur Tangor permettant la montée en puissance dans la cavité, ainsi que des éléments optique permettant l'asservissement de l'oscillateur GHz sur la cavité.	130
3.18	Signaux d'asservissement de l'oscillateur GHz pour une puissance en sortie de l'amplificateur Tangor $P_{\text{Tang}} = 20$ W en mode continu. La courbe jaune représente l'intensité reçue en transmission de la cavité, la courbe verte représente l'intensité reçue en réflexion de la cavité et la courbe orange représente la tension de commande du composant piezo-électrique qui subit une dérive thermique.	131
3.19	Schéma global représentant la boucle d'asservissement, le système optique et le système laser complet.	132
3.20	Signaux d'asservissement de l'oscillateur GHz couplé à l'amplificateur Lockline sur la cavité. (a) Signal d'erreur PDH autour de la résonance principale en boucle ouverte. La courbe orange représente l'intensité reçue en transmission de la cavité, la courbe verte représente l'intensité reçue en réflexion de la cavité, la courbe bleue représente la tension de commande du composant piezo-électrique et la courbe jaune représente le signal d'erreur PDH. (b) Asservissement de l'oscillateur GHz couplé à l'amplificateur Lockline sur la cavité. La courbe orange représente l'intensité reçue en transmission de la cavité, la courbe verte représente l'intensité reçue en réflexion de la cavité, la courbe bleue représente la tension de commande du composant piezo-électrique et la courbe jaune représente le signal d'erreur PDH. La partie gauche de la figure montre la signaux en boucle ouverte tandis que la partie droite de la figure montre les signaux en boucle fermée.	132
3.21	Tension de commande qu'il faut appliquer au composant piezo-électrique pour que son déplacement couvre l'écart de fréquence entre la résonance principale de la Lockline et celle du Tangor. La courbe rouge représente l'intensité reçue en transmission de la cavité et la courbe bleue représente la tension de commande du composant piezo-électrique.	134
3.22	Signaux d'asservissement de l'oscillateur GHz sur la cavité lorsque le faisceau de la Lockline sert pour l'asservissement et le faisceau du Tangor sert pour la montée en puissance, avec ici la puissance $P_{\text{Tang}} = 10$ W. La courbe rouge représente l'intensité reçue en transmission de la cavité, La courbe verte représente l'intensité reçue en réflexion de la cavité, la courbe bleue représente la tension de commande du composant piezo-électrique et la courbe jaune représente le signal d'erreur PDH. La partie gauche de la figure montre la signaux en boucle ouverte tandis que la partie droite de la figure montre les signaux en boucle fermée.	135
3.23	Enveloppe des rafales d'impulsions pour différentes cadences. La courbe rouge représente l'enveloppe d'une rafale d'impulsions pour une cadence $F_{\text{burst}} = 50$ kHz, La courbe bleue représente l'enveloppe d'une rafale d'impulsions pour une cadence $F_{\text{burst}} = 40$ kHz, La courbe verte représente l'enveloppe d'une rafale d'impulsions pour une cadence $F_{\text{burst}} = 30$ kHz. (a) Enveloppe des rafales d'impulsions en sortie de l'amplificateur Tangor. (b) Enveloppe des rafales d'impulsions en transmission de la cavité.	137
3.24	Enveloppe des rafales d'impulsions pour différentes durées de ces rafales. La courbe rouge représente l'enveloppe d'une rafale d'impulsions de durée $\tau_{\text{burst}1} = 5$ μ s, La courbe bleue représente l'enveloppe d'une rafale d'impulsions de durée $\tau_{\text{burst}2} = 3,5$ μ s. (a) Enveloppe des rafales d'impulsions en sortie de l'amplificateur Tangor. (b) Enveloppe des rafales d'impulsions en transmission de la cavité.	138

3.25	(a) Enveloppe de la rafale d'impulsions en sortie de l'amplificateur Tangor dont l'énergie est de $E_{\text{burst}} = 2$ mJ. (b) Enveloppe de la rafale d'impulsions stockée dans la cavité, dont l'énergie est $E_{\text{cav}} = 300$ mJ. (c) Énergie injectée dans la cavité sur le long terme, ici 20 minutes. (d) Distribution représentant les valeurs statistiques de l'énergie évoluant dans la cavité durant les 20 minutes.	140
3.26	Courbe représentant l'intégrale glissante de l'énergie sur 1 μs pour les données de la figure 3.25b.	141
3.27	Rafales d'impulsions ayant servi à injecter la cavité lors de la montée en énergie. (a) Rafale d'impulsions de cadence $F_{\text{burst}} = 50$ kHz. (b) Rafale d'impulsions de cadence $F_{\text{burst}} = 30$ kHz. (c) Rafale d'impulsions de cadence $F_{\text{burst}} = 10$ kHz. (d) Énergie-crête maximum pour chaque rafale d'impulsions.	142
3.28	Mode TEM_{00} en transmission de la cavité. (a) Image prise avant la casse du miroir M3. (b) Image prise après la casse du miroir M3.	143
3.29	Image au microscope du miroir qui a cassé dans la cavité. On voit à droite de l'image un point qui est l'ablation du revêtement et les projections autour.	143
3.30	Rafales en transmission de la cavité pour différentes valeurs de fréquence de l'AOM dans la Lockline F_{AOM} . (a) Transmission pour $F_{\text{AOM}} = 158,350$ MHz. (b) Transmission pour $F_{\text{AOM}} = 158,850$ MHz. (c) Transmission pour $F_{\text{AOM}} = 159,350$ MHz. (d) Transmission obtenue en ajustant finement la valeur de F_{AOM} afin d'obtenir l'énergie-crête stockée dans la cavité la plus élevée.	145

Liste des tableaux

2.1	Tableau récapitulatif des énergies des rafales d'impulsions et du pourcentage d'ASE selon la cadence pour une rafale de 5 μ s (200 impulsions) avec l'oscillateur 40 MHz. . .	75
2.2	Tableau récapitulatif des énergies des rafales d'impulsions et du pourcentage d'ASE selon la cadence pour une rafale de 25 ns (1 impulsion) avec l'oscillateur 40 MHz. . . .	75
2.3	Tableau récapitulatif des énergies des rafales d'impulsions et du pourcentage d'ASE selon la cadence pour une rafale de 5 μ s (4400 impulsions) avec l'oscillateur GHz. . . .	77
2.4	Tableau des paramètres nominaux utilisés lors des simulations, donnant un ISL nominal de 879,4 MHz.	84
2.5	Tableau récapitulatif des tailles de faisceaux en NF, FF et transmission pour la cavité V1.1.	96
2.6	Tableau récapitulatif des tailles de faisceaux en NF, FF et transmission pour la cavité V1.2.	96

Introduction

Le monde actuel est en constante expansion, avec de plus en plus de personnes présentes sur terre. Dans ce contexte plusieurs enjeux sont cruciaux, comme l'accès aux soins, la place occupée par les infrastructures ou encore la consommation d'énergie. Le secteur de la médecine demande d'avoir des rayons X, qui sont des rayonnements hautement énergétiques de longueur d'onde comprise entre 10^{-8} m et 10^{-11} m. Ces rayons X sont utiles pour produire des images des corps durs du corps humain comme les os, car les tissus mous tels que la peau et les organes sont traversés par les rayons X et non les corps durs. De plus, à plus forte dose, les rayons X sont utiles pour traiter les cancers par destruction des cellules malades. Des solutions existent concernant la production de rayons X utiles à la médecine, avec les tubes à rayons X. Les tubes à rayons X sont très compacts et facile à mettre en oeuvre, en plus d'avoir un coût relativement bas. Cependant, la cohérence et la monochromaticité des rayons X produits sont plutôt limitées. À l'opposé nous trouvons les synchrotrons qui sont très grands, et dont la complexité de mise en oeuvre et le coût sont conséquents, et la quantité d'énergie pour faire fonctionner la machine est colossale. Mais à l'inverse des tubes à rayons X, la brillance, la cohérence et la monochromaticité sont bien meilleures. Au vu de cela, les tubes à rayons X sont la seule solution des hôpitaux et des pays en voie de développement pour avoir accès à l'imagerie médicale et aux traitements anticancéreux, avec des rayons X de qualité moindre. À cause de cette très grande différence entre les synchrotrons et les tubes à rayons X, on pourrait se demander si un compromis entre ces deux technologies pourrait être envisageable, avec un rayonnement X de brillance et de flux proche de celui des synchrotrons mais avec un coût réduit et une meilleure compacité. C'est en cherchant à répondre à cette question que de nombreux projets utilisant l'effet Compton ont vu le jour. L'effet Compton consiste à produire des rayons X par interaction entre des photons issus d'un laser et des électrons. Un des projets utilisant ce procédé est ThomX, qui utilise un anneau de stockage d'électrons couplé à une cavité Fabry-Perot dans laquelle est stockée des impulsions laser. Partant de ce principe, l'idée de compacter ce système en utilisant un laser produisant des impulsions à haute fréquence et une cavité beaucoup plus petite est née. Dans le but d'économiser de l'énergie et d'avoir moins de problèmes thermiques, une deuxième idée a vu le jour. Les électrons étant injectés via un accélérateur linéaire, ils arrivent sous forme de trains de paquets d'électrons, sans rien entre chaque train. Cette deuxième idée est de n'envoyer des impulsions laser que lorsque les électrons sont présents dans la cavité, par rafales. C'est autour de ces deux motivations principales que s'est construit se travail de thèse, avec la conception de l'architecture du système laser et de la cavité, ainsi que l'injection des rafales d'impulsions dans la cavité. L'injection de rafales

d'impulsions dans une cavité Fabry-Perot a déjà été proposé en 2010 par Kazuyuki Sakaue et son équipe [1]. Le but ici est d'utiliser le haut taux de répétition des laser Ytterbium, une plus grande puissance moyenne de l'amplificateur laser, des impulsions plus courtes et une meilleur finesse de cavité pour avoir plus d'énergie par impulsion et d'énergie-crête permettant plus tard d'avoir un meilleur flux de rayons X. Cette thèse est un partenariat entre le laboratoire IJCLab et la société Amplitude. Ce partenariat permet d'avoir accès à un environnement adapté au travail sous vide avec la cavité, ainsi qu'à la haute technologie laser.

Ce manuscrit de thèse est présenté de la façon suivante. Le premier chapitre consiste en une présentation des éléments utilisés lors de cette thèse. Dans un premier temps, les principales sources de rayons X et leurs applications seront exposées. Les principes physiques et théoriques liés à la diffusion Compton, aux lasers utilisés et à la cavité Fabry-Perot seront introduits et expliqués, ainsi que ceux liés à l'asservissement du laser sur la cavité.

Le deuxième chapitre est une présentation approfondie du système laser et du système optique, avec des expériences et des simulations visant à les caractériser. Les différentes parties du système laser comme l'oscillateur, les amplificateurs et la mise en forme des impulsions seront détaillés. Des mesures de durées d'impulsion, de fond continu et de bruit de phase seront exposées, ce qui permet de caractériser les éléments du système laser. La conception de la cavité Fabry-Perot sera expliquée, avec des simulations sur la propagation du faisceau dans la cavité ou la taille du mode à l'intérieur de celle-ci. Des expériences permettant de la caractériser comme la mesure de la finesse ou la mesure de transmission des miroirs seront également exposées. La mise en forme du faisceau en polarisation le long des lignes lasers sera présentée. Le système d'asservissement sera décrit ainsi que l'obtention d'un signal d'erreur permettant l'asservissement du laser sur la cavité.

Le troisième chapitre présente les résultats obtenus lors de ce travail de thèse. Tout d'abord, les résultats de la mise en forme du faisceau en polarisation, à chaque étape, des lignes laser ainsi que dans la cavité seront exposés. Le système permettant de séparer les faisceaux en polarisation et son fonctionnement sera expliqué, et un exemple de l'influence de la polarisation sur le stockage des impulsions sera mis en avant. Les effets dus au phénomène de Carrier Enveloppe Phase (CEP) sur le stockage des impulsions, sur le gain effectif et sur le couplage dans la cavité seront détaillés à l'aide de simulations et d'expériences. Les étapes de la montée en puissance avec les schémas associés seront présentés. Les résultats du stockage de différentes rafales d'impulsions seront comparés et ce qu'il en résulte sera décrit et expliqué. Un des résultats les plus important de cette thèse, qui est le stockage d'une rafale d'impulsions sur une durée de 20 min pour une énergie de 300 mJ dans la cavité, sera développé. Enfin, la casse des miroirs à cause de l'augmentation de l'énergie-crête sera exposé et le stockage de rafales d'impulsions dans une nouvelle cavité présenté.

Chapitre 1

Etat de l'art

1.1 Production de rayons X et leurs applications

Introduction aux rayons X

Les rayons X font partie du spectre électromagnétique. D'une énergie supérieure aux rayons ultra-violet, ils ont été découverts en 1895 par W. Röntgen, un physicien allemand, alors que celui-ci étudiait les rayons cathodiques. Il parvient à les mettre en évidence après plusieurs expériences [2]. Il remarqua qu'en rendant luminescent un écran de platino-cyanure de baryum et en interposant des objets, il observait les empreintes sur un négatif, plus ou moins nettement suivant leur densité. Ces rayons X ont permis une grande avancée dans les domaines de la médecine (par exemple en radiographie et en radiothérapie), en science des matériaux ou encore en histoire de l'art. Pour répondre aux besoins de ces différents domaines, différentes techniques de production des rayons X ont été mises au point. La taille, la facilité de mise en oeuvre ainsi que la qualité du faisceau de rayons X sortant, selon la brillance et le flux (cf. Section 1.1.3.2), sont autant de paramètres à prendre en compte dans la conception d'une source produisant des rayons X. Je vais présenter différentes sources permettant la production de rayons X.

1.1.1 Les sources de rayons X conventionnelles

Il existe à l'heure actuelle deux types de sources à rayons X conventionnelles. Ce sont les tubes à rayons X et les synchrotrons. Nous allons voir quelles sont les différences entre ces deux types de sources.

1.1.1.1 Les tubes à rayons X

Le premier tube à décharge a été inventé par W. Crookes entre 1869 et 1875. Cette source, appelée cathode froide, était constituée d'une ampoule de verre dans laquelle le vide était fait [3], comme le montre la figure 1.1. À l'intérieur de celle-ci, il y avait une cathode métallique concave en aluminium, et une anode. Un solénoïde à induction produit la haute tension nécessaire à l'ionisation de l'air. Par la suite, en utilisant cette

source, W. Röntgen a découvert les rayons X, et ce type de source sera appelé tubes à rayons X.

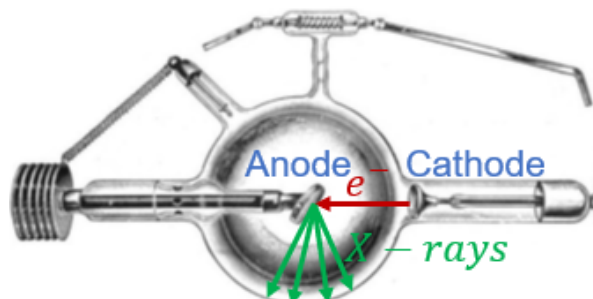


FIGURE 1.1 – Tube à rayons X inventé par William Crookes.

Les tubes à rayons X ont connu plusieurs améliorations, du tube à cathode chaude inventée par W. Coolidge [4] au tube à anode tournante [5]. Le principal défaut des tubes à rayons X étant une perte de 99% de l'énergie sous forme de chaleur, cette dernière amélioration permet une meilleure dissipation de celle-ci.

Dans les tubes décrits précédemment, les électrons sont accélérés vers l'anode et sont défléchis à cause du champ électromagnétique généré par les noyaux atomiques présent dans le matériaux constituant l'anode. Cela a pour effet de provoquer l'émission de photons énergétiques lors de la perte d'énergie des électrons. Ce phénomène provoque l'émission d'un fond continu qui est appelé *Bremsstrahlung* [6]. L'énergie de ce fond continu dépend de celle des électrons ayant pénétrés l'anode. De plus, les électrons incidents peuvent éjecter des électrons gravitant autour des noyaux atomiques de l'anode, ce qui par ré-arrangement de ces couches dépeuplées provoque l'émission d'un rayonnement de haute intensité. Cette fluorescence est visible sous forme de raie, car les transitions atomiques émettent une énergie précise. Selon le matériau composant l'anode placée dans le tube, l'énergie des rayons X produits par fluorescence est différente. La plus haute énergie de rayons X par fluorescence est obtenue avec le Tungstène, dont la raie est située à 70 keV comme le montre la figure 1.2.

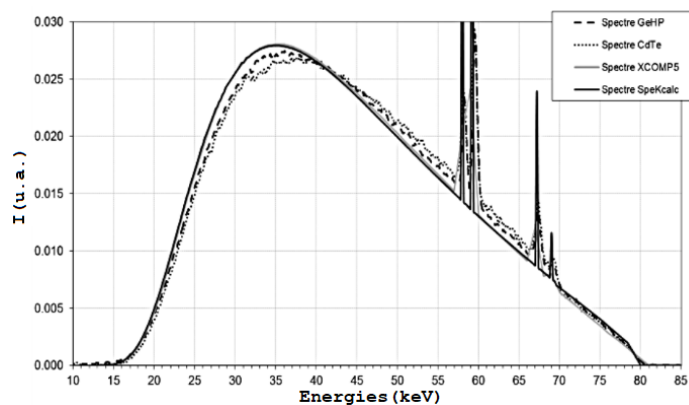


FIGURE 1.2 – Spectre d'un tube à rayon X avec une cible en tungstène, tirée de la référence [7].

Cela étant, les tubes à rayons X ont une brillance relativement limitée, de l'ordre de 10^8 photons/s/0.1%BP/mm²/mrad² (cf. Section 1.1.3.2), ce qui a accéléré la recherche et le développement d'autres sources à rayons X.

1.1.1.2 Les synchrotrons

Un synchrotron est un instrument de recherche de grande taille destiné à l'accélération de particules élémentaires, dont le principe a été développé en 1943 par M. L. E. Oliphant. Des améliorations ont été apportées et plusieurs synchrotrons ont été développés, comme le synchrotron SOLEIL dont une image est présentée en figure 1.3, qui est un synchrotron de lumière.



FIGURE 1.3 – Photo du synchrotron Soleil.

Dans un premier temps, les électrons sont accélérés dans un LINAC. Le faisceau d'électrons est ensuite généralement injecté dans un booster synchrotron, dans lequel les électrons sont accélérés jusqu'à obtenir une énergie de quelques GeV. Après cela, le faisceau d'électrons est injecté dans un anneau de stockage. Des aimants de courbure composent l'anneau de stockage et permettent de dévier le faisceau d'électron. Cette déviation entraîne une perte d'énergie cinétique des électrons, ce qui produit du rayonnement synchrotron, dont le spectre peut s'étendre de l'infrarouge lointain aux rayons X durs. Ce rayonnement synchrotron est récupéré via des lignes de lumières, dans lesquelles le faisceau de rayons X est mis en forme et utilisé pour des expériences. Pour maintenir l'énergie des électrons dans l'anneau, celui-ci dispose d'une cavité radiofréquence (RF). Dans les synchrotrons de troisième génération, des onduleurs et des *wigglers* sont placés entre les aimants de courbure. Ils sont constitués d'aimants de polarité alternée, ce qui va entraîner plusieurs déviations successives et produire un rayonnement synchrotron plus intense, ainsi que la production d'harmoniques. Le tube dans lequel circule le faisceau d'électrons est placé sous un vide poussé. Cela permet d'éviter les collisions avec les molécules de l'air. La figure 1.4a montre le schéma de principe d'un synchrotron et la figure 1.4b une ligne de lumière.

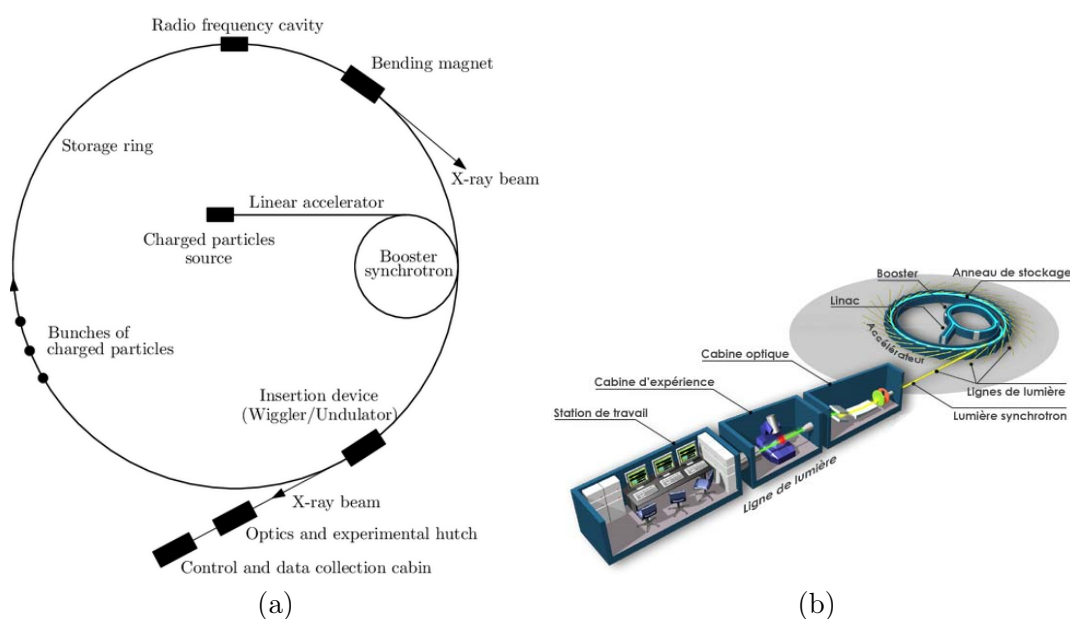


FIGURE 1.4 – (a) Schéma de principe d'un synchrotron. (b) Représentation d'une ligne de lumière sortant du synchrotron.

Les synchrotrons sont conçus pour délivrer des rayons X de haute brillance. Prenons l'exemple des deux synchrotrons en France : le synchrotron SOLEIL situé à Saclay [8] [9] et l'ESRF [10] [11] situé à Grenoble. On peut voir sur la figure 1.5 que le synchrotron SOLEIL peut atteindre une brillance de $7 \cdot 10^{19}$ photons/s/0.1%BP/mm²/mrad² et que l'ESRF peut atteindre une brillance de $6 \cdot 10^{20}$ photons/s/0.1%BP/mm²/mrad² (cf. Section 1.1.3.2). D'autres synchrotrons ont été construits dans différents pays pour diverses applications, comme Elettra (Italie) [12] [13], Diamond (Angleterre) [14] [15], ALBA (Espagne) [16] [17], SLS (Suisse) [18] [19], ou Desy (Allemagne) [20] [21].

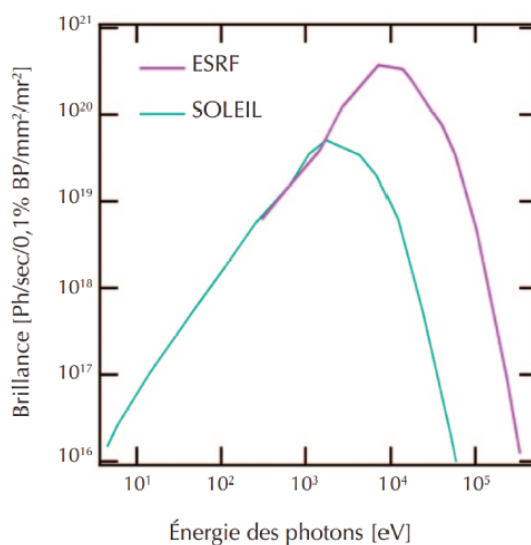


FIGURE 1.5 – Courbes de brillance du synchrotron Soleil et de l'ESRF de Grenoble, tirées de la référence [22].

Contrairement aux tubes à rayons X, les synchrotrons sont capables de délivrer des rayons X de forte brillance. En revanche, ces installations prennent une place considérable, ce qui ne convient pas à toutes les infrastructures, notamment les hôpitaux ou les musées, qui peuvent avoir besoin de rayons X. C'est pourquoi d'autres sources à rayons X sont apparues.

1.1.2 Les sources de rayons X non conventionnelles

Certaines sources développées plus tardivement sont utilisées pour produire des rayons X. C'est le cas des lasers à électrons libres (Free Electron Laser, FEL) et des sources Compton, que je vais succinctement décrire.

1.1.2.1 Les FEL

Le laser à électrons libres a été inventé par J.M.J. Madey en 1970 [23]. Les FEL sont des sources cohérentes monochromatiques et accordables. L'interaction entre une onde électromagnétique et un paquet d'électrons permet l'amplification du rayonnement synchrotron responsable de l'effet laser. Les électrons traversent un champ magnétique statique périodique généré par un onduleur, comme le montre la figure 1.6.

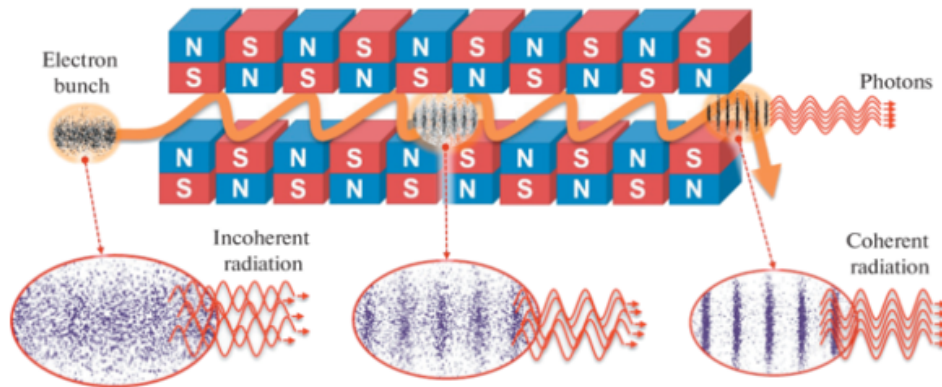


FIGURE 1.6 – Schéma de principe d'un laser à électrons libres.

Les électrons qui traversent le champ magnétique suivent une trajectoire sinusoïdale et émettent du rayonnement synchrotron. Ce rayonnement peut être stocké dans une cavité optique. Dans ce cas, l'interaction entre les photons et les électrons a lieu durant les allers-retours successifs du rayonnement au sein de l'onduleur. L'énergie cinétique des électrons diminue et le rayonnement est amplifié. Ce mode de fonctionnement, dit oscillateur, permet d'accorder le FEL sur tout le domaine spectral. Cela est rendu possible en changeant les paramètres de l'onduleur, ce qui produit un champ magnétique différent dans l'entrefer. Un deuxième mode de fonctionnement est possible, lorsque les photons sont injectés via un laser extérieur. ce mode de fonctionnement est appelé amplificateur et la longueur d'onde de fonctionnement est celle du laser. Il n'y a ici pas de cavité optique, et les électrons dans l'onduleur agissent comme un milieu amplificateur non-linéaire. Un dernier mode de fonctionnement existe, appelée émission spontanée auto-amplifiée (Self-Amplified Spontaneous Emission, SASE). Il

fut proposé par C. Pellegrini et K.J. Kim en 1984 [24] [25]. Ici, un onduleur bien plus long que ceux utilisés précédemment assure une grande longueur d'interaction entre les photons et les électrons. L'interaction se fait entre les photons émis par émission spontanée et les électrons. De par sa longueur, un seul passage permet d'arriver à la saturation de l'amplification.

L'équipe de J.M.J. Madey a réussi en 1976 à faire fonctionner pour la première fois un FEL avec un accélérateur linéaire (LINear ACcélérateur, LINAC) [26]. Par la suite, plusieurs FEL ont été construits. Nous pouvons citer CLIO (Orsay) [27] [28], FELIX (Pays-Bas) [29], FELI (Japon) [30], CEBAF (USA) [31] ou plus récemment XFEL (Hambourg) [32] qui est un projet européen et dont une image est présentée en figure 1.7. De plus amples informations peuvent être trouvées en référence [33].



FIGURE 1.7 – Photo du FEL européen XFEL.

Mais la place prise par l'infrastructure des FEL est très importante, à l'instar des synchrotron. Cela est donc leur inconvénient majeur, et c'est pour cette raison que l'on se tourne également vers des sources de rayons X plus compactes, qui sont un compromis entre les tubes à rayons X et les machines synchrotron et FEL.

1.1.2.2 Les machines Compton

Pour obtenir un compromis entre les synchrotrons produisant un faisceau de rayons X haute brillance (cf. Section 1.1.3.2) mais dont l'infrastructure est difficile à mettre en oeuvre et demande de la place et les tubes à rayons X dont la brillance est limitée mais qui sont faciles à installer et compacts, un autre type de source a été développé. Ces sources sont appelés machines Compton, et utilisent la diffusion Compton inverse (cf. Section 1.1.3.1) pour produire des rayons X. Elles couvrent la gamme de brillance entre les synchrotrons et les tubes à rayons X tout en gardant une certaine compacité. De plus, ces sources sont accordables et sont actuellement les seules qui permettent l'obtention de rayons X dont l'énergie est supérieur à la centaine de KeV. MuCLS (Allemagne) [34], PLEIADES (USA) [35] [36], LUCX (Japon) [37], ou encore ThomX (Orsay) [38] [39] sont des sources Compton actuellement en activité ou en développement. D'autres sources existent au MIT (USA) [40] ou au KEK (Japon) [41] [42]. La figure 1.8 montre la brillance obtenue pour chaque technologie précédemment décrite en fonction de l'énergie des rayons X obtenus. Cela permet de comparer ces différentes technologies.

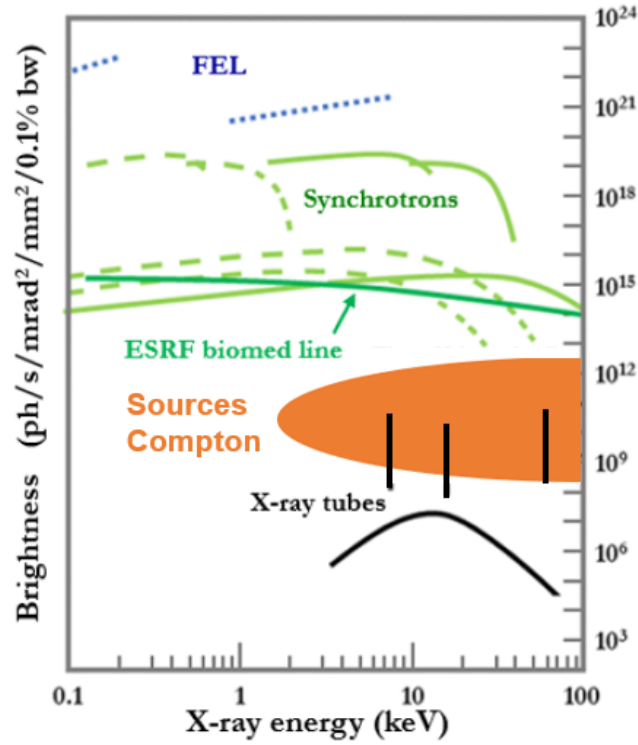


FIGURE 1.8 – Graphe de la brillance en fonction de l'énergie des rayons X obtenus selon la technologie utilisée.

1.1.3 Principe des machines Compton

Comme on a pu le voir précédemment, un compromis entre les tubes à rayons X et les synchrotrons a dû être trouvé. C'est pourquoi un marché est en cours de développement autour des machines Compton. Nous allons voir dans un premier temps le principe physique de la diffusion Compton puis les applications de ces différentes machines.

1.1.3.1 La diffusion Compton et Compton inverse

La diffusion Compton est le phénomène résultant de la diffusion d'un photon sur une particule chargée. Ce phénomène a été observé pour la première fois lors de l'interaction entre un photon incident et un électron faiblement lié d'un atome. Lorsque la collision se produit, il y a un transfert d'énergie du photon vers l'électron éjecté de l'atome, ainsi qu'une variation en longueur d'onde du photon diffusé. Ce phénomène a été observé en 1923 par Arthur Compton [43], qui lui a donné son nom. Nous allons maintenant expliquer cette variation en longueur d'onde et en énergie. Soit un photon incident d'impulsion \vec{p}_1 et son énergie $E_1 = p_1c$, diffusé par un électron dont l'énergie initiale est $m_e c^2$, avec m_e la masse de l'électron et c la vitesse de la lumière. Après collision, le photon diffusé aura une impulsion \vec{p}_2 , et l'électron une impulsion \vec{p}_e . L'angle de diffusion de photon est l'angle θ et celui de l'électron est l'angle ϕ , comme représenté sur la figure 1.9a.

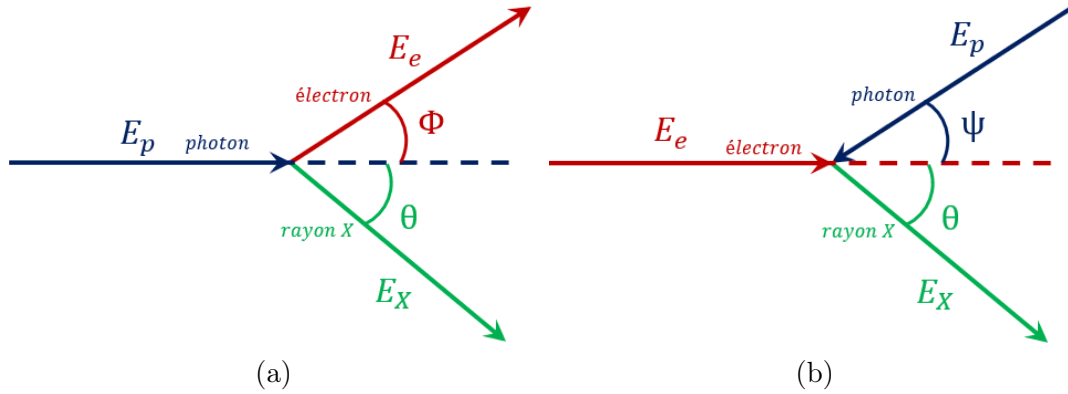


FIGURE 1.9 – (a) Schéma de la diffusion Compton. (b) Schéma de la diffusion Compton inverse.

L'énergie du photon diffusé est la suivante :

$$E_2 = \frac{E_1}{1 + \rho(1 - \cos(\theta))} \quad (1.1)$$

Avec $\rho = E_1/m_e c^2$. Comme $\rho(1 - \cos(\theta)) \geq 0$, on observe que le photon incident perd de l'énergie qui va entièrement être distribuée à l'électron sous forme d'énergie cinétique telle que :

$$E_e = E_1 \frac{\rho(1 - \cos(\theta))}{1 + \rho(1 - \cos(\theta))} \quad (1.2)$$

De la même manière, la diffusion Compton inverse est le processus physique de collision d'un photon avec un électron. La différence réside dans le fait que ce sont des électrons accélérés qui sont diffusés sur des photons de basse énergie. La figure 1.9b montre le principe de la diffusion Compton inverse, avec ψ l'angle des photons incidents. Nous avons vu précédemment comment se présentait l'énergie du photon diffusé. Mais dans le cas où les électrons sont plus énergétiques que les photons incidents, l'énergie des photons diffusés prend la forme suivante :

$$E_2 \simeq E_1 \frac{4\gamma^2}{1 + \gamma^2\theta^2 + \frac{\psi^2}{4}} \quad (1.3)$$

Avec $\gamma = E_e/m_e c^2$ le facteur de Lorentz des électrons. Cela montre que l'énergie des photons émis est proportionnelle au carré du facteur de Lorentz des électrons sur l'axe. Il y a de plus une relation univoque entre l'énergie des photons émis et l'angle θ et ψ , ce qui permet une sélectivité de l'énergie.

1.1.3.2 Caractéristiques des sources Compton

Pour décrire une source Compton, on utilise différents termes tels que la luminosité, le flux ou encore la brillance. Ces termes sont relatifs à la divergence de la source Compton, au nombre de photons émis par unité de temps ou encore à l'énergie de ces photons. Nous allons décrire ces différentes grandeurs. Prenons un paquet d'électron et une impulsion de photons ayant une répartition en énergie transverse gaussienne.

Faisons l'hypothèse que les dimensions transverses du faisceau d'électrons et du faisceau de photons sont constantes lors de la collision. La luminosité résultant de leur collision est donnée par la formule suivante [44] :

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_e B f}{2\pi} \cos\left(\frac{\psi}{2}\right) \frac{1}{\sqrt{\sigma_{y1}^2 + \sigma_{ye}^2} \sqrt{(\sigma_{z1}^2 + \sigma_{ze}^2) \sin^2\left(\frac{\psi}{2}\right) + (\sigma_{x1}^2 + \sigma_{xe}^2) \cos^2\left(\frac{\psi}{2}\right)}} \quad (1.4)$$

Où N_1 est le nombre de photons par impulsion, N_e le nombre d'électrons dans chaque paquet, B le nombre de paquets d'électrons dans un train et f la fréquence de répétition des trains au point de collision, σ_{x1} , σ_{y1} sont les tailles transverses horizontale et verticale de l'impulsion contenant les photons, σ_{xe} , σ_{ye} sont les tailles transverses horizontale et verticale du paquet d'électrons, σ_{z1} , σ_{ze} sont les tailles longitudinales pour respectivement l'impulsion contenant les photons et le paquet d'électrons, et ψ est l'angle de collision. On peut remarquer que $Bf = f_{\text{col}}$ est la fréquence de collision. Le flux d'une source est le nombre de photons par unité de temps. Il est donné par la relation suivante :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \mathcal{L} \quad (1.5)$$

Avec σ qui est la section efficace Compton. On voit donc que le flux dépend directement de la luminosité. Si l'on joue sur les valeurs telles que la fréquence de collision f_{col} , l'angle d'interaction ψ ou encore tous les paramètres de tailles longitudinales et transverses, on peut faire varier la luminosité, et par extension le flux.

Un paramètre a été créé pour pouvoir comparer les différentes sources à rayons X, qu'il faut prendre en compte lors de la conception. Ce paramètre, appelé la brillance, est défini de façon suivante :

$$\mathcal{B} = \frac{\Delta N_X}{(2\pi)^{\frac{5}{2}} \Delta t_X \sigma_X^2 \xi_X^2} \quad (1.6)$$

Où ΔN_X est le nombre de photons qui sont produits dans une largeur spectrale de 0,1%, Δt_X est la durée d'impulsion des rayons X émis, σ_X est leur taille transverse au point d'interaction et ξ_X leur divergence angulaire. Comme on l'a vu précédemment (cf. Section 1.1.1 et Section 1.1.2), son unité est [photons/s/0.1%BP/mm²/mrad²], où BP veut dire Bande Passante. Chaque source Compton est donc pensée pour obtenir la meilleur brillance possible, en ayant le meilleur flux possible, en fonction de l'application visée.

1.1.3.3 Conception des sources Compton

La conception de ces sources Compton peut se faire selon deux architectures différentes. La première architecture est la mise en place d'un Linac qui va accélérer les électrons produits par un canon à électrons pour qu'il y ait une interaction avec les photons d'un laser placé de façon contre-propagative. Après leur interaction dans une chambre d'interaction qui est une cavité Fabry-Perot, le faisceau d'électrons restants va être arrêté par un bloqueur composé par exemple de dalles de plomb et les rayons

X vont être émis à travers une fenêtre en béryllium, ce matériau étant transparent aux rayons X. Les paramètres qui vont jouer sur l'énergie des rayons X produits par la source Compton vont être la tension accélératrice entre le canon à électron et la fin du Linac, la fréquence de répétition des interactions entre les électrons et les photons, la géométrie de la collision et enfin la puissance moyenne du laser. Concernant ce dernier point, si la puissance moyenne devient trop importante, cela engendrera une dérive thermique dans la chambre d'interaction. Pour diminuer cet impact, il est possible d'envoyer les impulsions lasers par rafales, et de synchroniser ces rafales avec les paquets d'électrons pour qu'il y ait collision. De cette manière, pour une énergie par impulsion donnée, la puissance moyenne sera beaucoup plus faible, avec pour conséquence moins de problèmes thermiques. La deuxième architecture est le couplage d'un Linac avec un anneau de stockage. Le début de la ligne est similaire à la précédente architecture, à savoir un canon à électrons qui produit des électrons qui sont accélérés à travers un Linac. Ces électrons sont ensuite injectés dans un anneau de stockage qui a pour but de les faire re-circuler et de les réutiliser. Pour cela, il faut que la fréquence de répétition du laser soit synchronisée avec celle des électrons qui circulent dans l'anneau de stockage pour qu'il y ait interaction. Pour pouvoir stabiliser le faisceau d'électrons sur une très grande distance (plus de 10^6 tours pour chaque paquet d'électrons), des dipôles, quadrupôles et sextupôles magnétiques sont placés tout autour de l'anneau, afin de corriger la divergence, l'angle et la direction du faisceau d'électrons. Le flux généré par l'architecture avec l'anneau de stockage est généralement plus important que l'architecture avec seulement un Linac, mais la qualité des rayons X qui en ressort est moindre du fait de la complexité du parcours emprunté par les électrons et de la difficulté d'avoir un mode avec une bonne dispersion et émittance. La figure 1.10 montre les deux architectures de sources Compton possible.

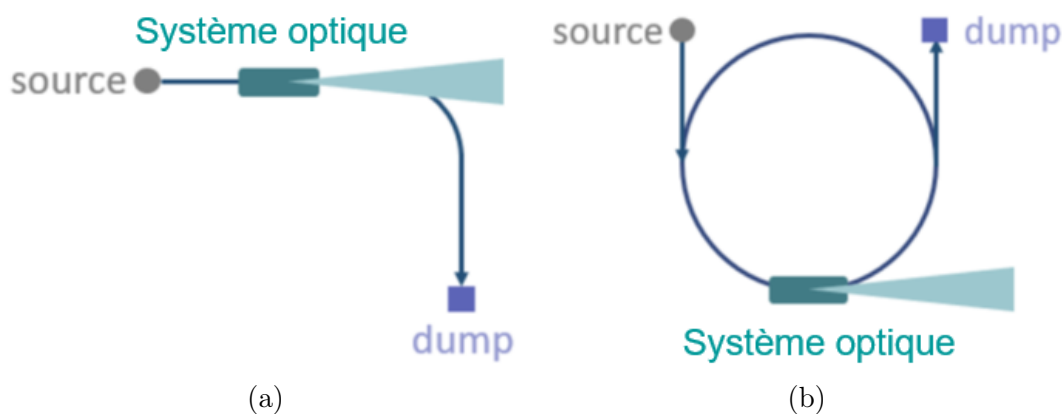


FIGURE 1.10 – Schémas de deux types d'architecture pour les sources Compton. (a) Architecture utilisant un LINAC couplé à une cavité Fabry-Perot. (b) Architecture utilisant un LINAC couplé à un anneau de stockage.

1.1.4 Applications des machines Compton

Grâce à leur compacité, leur accord possible en énergie, et le compromis qu'elles offrent en terme de performances entre les synchrotrons et les tubes à rayons X, les sources Compton deviennent de plus en plus attrayantes. Les principaux secteurs où les sources Compton peuvent s'implanter est le domaine médical, la science des matériaux et la physique nucléaire.

1.1.4.1 Domaine médical

Imagerie La radiographie permet, par irradiation, d'observer l'image d'un corps composé d'atomes de haute densité électronique à travers des tissus composés d'atomes de faible densité électronique. Cela permet par exemple d'imager les os à travers les organes du corps humain [45]. Ces opérations sont actuellement réalisées grâce à des tubes à rayons X à anode tournante (cf. Section 1.1.1.1), mais le flux limité délivré demande un certain temps d'exposition. Pour diminuer ce temps d'exposition, il faut donc un meilleur flux, ce que peut fournir une source Compton.

Pour avoir une image de meilleur qualité, différentes méthodes existent. La tomographie assistée par ordinateur, ou "computed-tomography", est une méthode consistant à faire tourner le sujet sur lui-même, pour le reconstruire en trois dimensions numériquement. Ainsi il est possible de la décomposer en couches successives. Cette méthode a déjà été démontrée avec une source Compton via une étude visant à reconstruire le squelette d'une souris morte, comme le montre la figure 1.11, tirée de la référence [46].

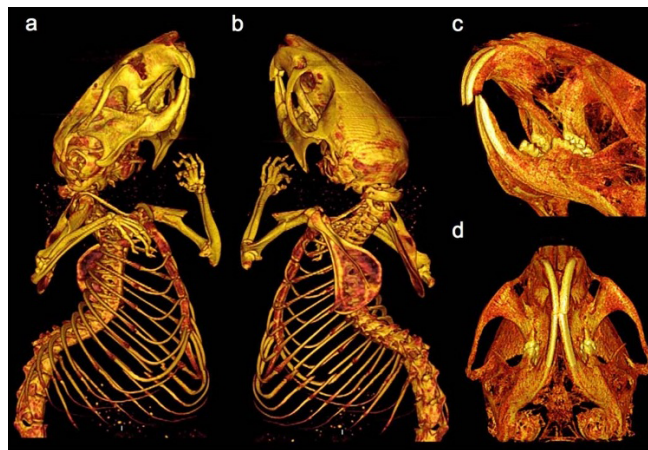


FIGURE 1.11 – Tomographie d'une souris morte sous différents angles.

Une deuxième méthode est l'imagerie par contraste de phase. Cela consiste à utiliser l'information de la phase du faisceau. Il faut alors parvenir à mesurer la variation de phase induite par l'échantillon, comme expliqué dans la référence [47]. La différence entre une image prise par radiographie standard et une image prise par contraste de phase est montrée en figure 1.12, tirée de la référence [48].



FIGURE 1.12 – Image d’un pouce de cadavre humain. (a) Imagerie standard. (b) Imagerie par contraste de phase.

Enfin, une troisième méthode, l’imagerie K-edge, permet d’accentuer le contraste dans une radiographie. Pour cela, un agent de contraste bien choisi est injecté au sujet, et vient se déposer sur la zone à observer. Cette zone est irradiée par des rayons X de plus forte énergie que l’énergie de liaison de la couche électronique K de l’agent de contraste, mais aussi de plus faible énergie. Les deux images obtenues sont soustraites l’une de l’autre et la résolution obtenue est meilleure, comme le montre l’image 1.13 tirée de la référence [49].

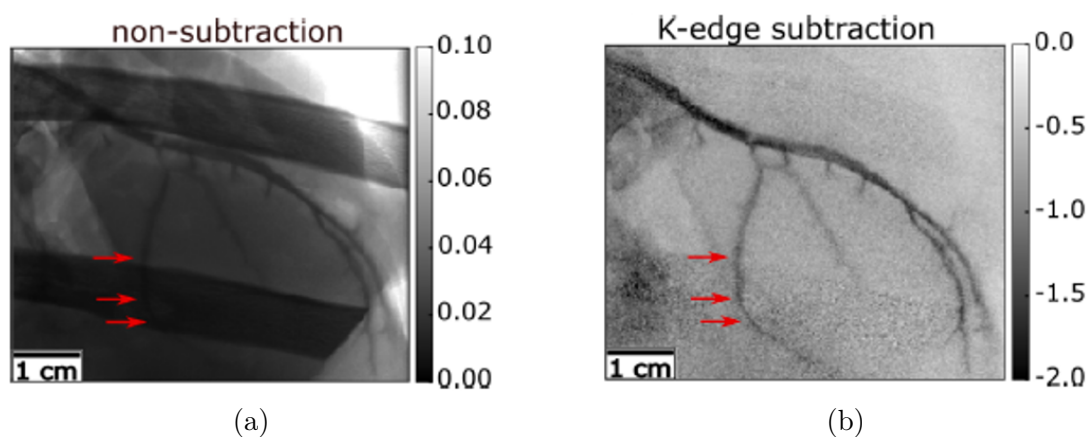


FIGURE 1.13 – Image d’un coeur de porc dont on cherche à observer les vaisseaux sanguins. (a) Imagerie standard. (b) Imagerie K-edge.

Il est à noter que l’imagerie K-edge peut être également utilisé en histoire de l’art, pour étudier des tableaux par exemple.

Thérapie Les rayons X sont également utilisés dans le domaine médical pour faire de la radiothérapie. Cela consiste à cibler des zones précises dans le corps telles que les endroits où sont implantées des tumeurs et à irradier cette zone. Avec une énergie et un flux de rayons X suffisant, cela permet de détruire le tissu visé. Avec l'utilisation de sources Compton, le flux de rayons X et leur énergie pourra être augmenté ce qui diminuera le temps d'irradiation. Enfin, la focalisation du faisceau pourra être adaptée, ce qui permettra une diminution des dommages collatéraux.

1.1.4.2 Science des matériaux

Diffraction En science des matériaux, les rayons X peuvent être utilisés pour faire de la diffraction. Une première utilisation est l'étude de matériaux cristallins par diffraction des rayons X. Les interférences produites par diffraction permettent de savoir quelle type de maille cristalline le matériau possède, comme le montre la figure 1.14 tirée de la référence [50].

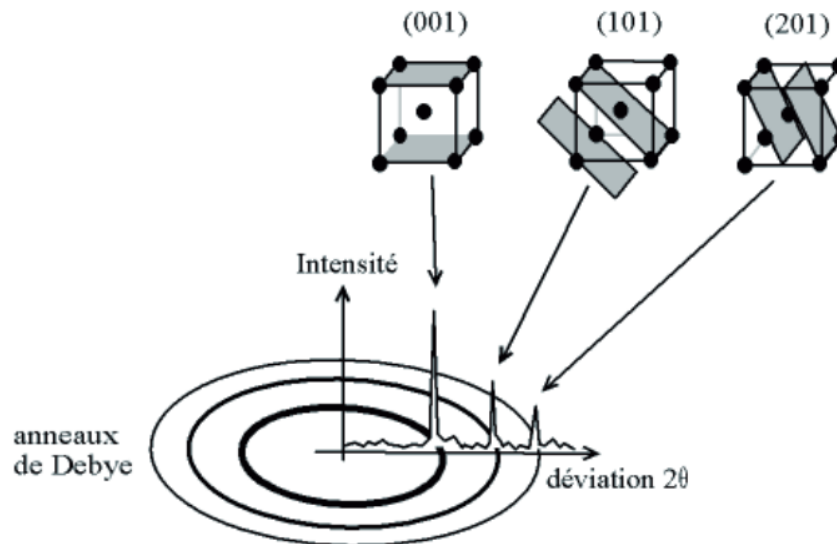


FIGURE 1.14 – Représentation schématique d'un diffractogramme permettant d'associer un plan cristallin à un pic de diffraction.

Une autre utilisation de la diffraction à rayons X est l'analyse structurale, qui est la détermination de la structure tridimensionnelle de macro-molécules telles que les protéines. Cela permet de comprendre sa fonction au sein de la cellule. Une expérience d'analyse structurale menée avec une source Compton a déjà été réalisée [51]. Enfin, la diffraction par rayons X permet l'étude de systèmes dynamiques par des expériences dites "pompe-sonde". Ce procédé permet d'observer en temps réel des processus atomiques et moléculaires.

Spectroscopie La spectroscopie par rayons X est également présente en science des matériaux. Deux méthodes de spectroscopie existent : la spectroscopie de fluorescence et la spectroscopie d'absorption. La première consiste à exciter les électrons de certains

composés en les irradiant afin qu'ils émettent un rayonnement de plus faible énergie par fluorescence. L'analyse de ces rayonnements permet de déduire les atomes présents dans ces composés. La seconde méthode permet de déterminer la concentration ainsi que la structure d'un matériau en mesurant l'intensité du rayonnement électromagnétique que celui-ci absorbe à différentes longueurs d'onde.

1.1.4.3 Physique nucléaire

Diffusion X-nucléon Grâce à la diffusion d'un rayon X de forte énergie sur un nucléon, on peut étudier la polarisabilité électrique et magnétique de celui-ci. On peut également étudier sa polarisabilité de spin [52]. Cela ne peut se faire qu'avec une polarisation linéaire de la cible et une polarisation circulaire du faisceau de rayons X.

Fluorescence nucléaire résonante La fluorescence nucléaire résonante est une technique de spectroscopie nucléaire qui est basée sur l'absorption d'un rayon X de haute énergie par un noyau qui lui-même réémet un photon par décroissance radioactive. Cette technique permet l'identification de déchets radioactifs,[53]. Elle permet également de pouvoir sonder la matière pour détecter des matériaux sous des couches épaisses de plomb ou d'aluminium, ce qui est utile pour trouver des matières dangereuses à travers des blindages. Une démonstration expérimentale avec une source Compton a été effectuée [54]. Enfin, cette technique permet une compréhension plus profonde de la physique nucléaire, ce qui permet des avancées dans le domaine de l'astrophysique [55] [56].

Photodésintégration Pour des rayons X d'encore plus haute énergie, le phénomène de photodésintégration se manifeste. Celui-ci est basé sur l'arrachage d'un nucléon d'un noyau atomique, permettant d'étudier l'interaction faible entre les nucléons. Il permet également de mesurer la section efficace de photodésintégration, permettant de corriger certains défauts dans les modèles astrophysiques ou en physique nucléaire [56]. Pour produire des rayons X qui ont un flux et une énergie assez élevée pour produire la photodésintégration, les sources Compton sont les sources les plus prometteuses. La figure 1.15 montre la photodésintégration d'un noyau de deutérium lors de la collision avec un photon énergétique.

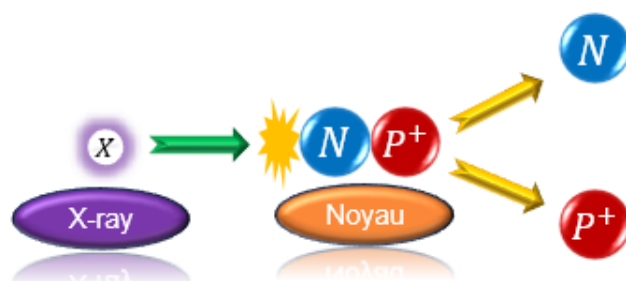


FIGURE 1.15 – Représentation schématique de la photodésintégration d'un noyau de deutérium.

1.2 Le système LASER

Les systèmes lasers sont souvent utilisés en physique de par les possibilités de puissance moyenne, d'énergie et de cohérence qu'ils offrent. Mis pour la première fois au point en 1960 par Theodore Maiman [57] suite aux travaux théoriques de Schawlow et Townes [58], les systèmes lasers se déclinent maintenant en deux grands groupes, que sont les systèmes lasers continus (Continuous Waves, CW) et les systèmes lasers pulsés. Ces derniers sont utiles dans plusieurs domaines comme l'usinage par ablation ou la physique des particules, dû à l'importante énergie-crête qu'ils peuvent développer.

1.2.1 Les systèmes lasers à impulsions brèves

Les systèmes lasers pulsés se sont au fur et à mesure du temps améliorés pour réduire la durée des impulsions délivrées et ainsi augmenter l'énergie-crête. Ainsi, avec des impulsions ayant une énergie-crête élevée, l'interaction des photons avec des particules est rendue possible, comme des électrons pour la création de rayons X par effet Compton inverse.

1.2.1.1 Les oscillateurs optiques

Les lasers sont des systèmes optiques oscillants qui sont composés d'un milieu amplificateur, de différentes optiques constituant la cavité et d'un système de pompage du milieu amplificateur. La figure 1.16 montre le schéma de principe d'un oscillateur laser pompé optiquement.

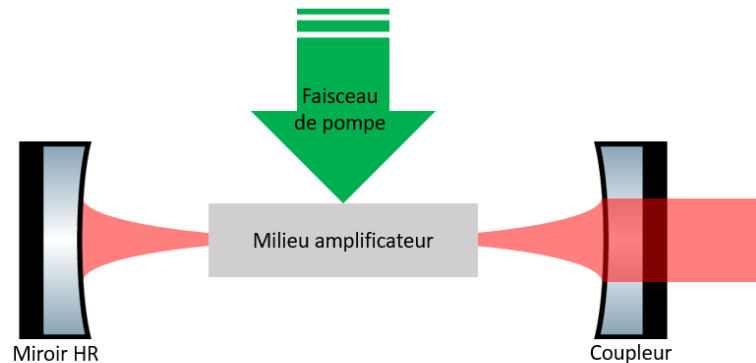


FIGURE 1.16 – Schéma de principe d'un oscillateur laser pompé optiquement.

Dans la cavité laser, il y a une infinité d'ondes stationnaires dont les fréquences sont distantes d'une valeur qui est l'intervalle spectral libre de la cavité laser et qui est défini de la façon suivante :

$$ISL_{\text{Laser}} = \frac{2\pi}{\tau_{\text{round-trip}}} \quad (1.7)$$

Où $\tau_{\text{round-trip}}$ est le temps que met la lumière pour parcourir un aller-retour dans la cavité. Ce régime de fonctionnement du laser, où les ondes stationnaires sont piégées,

requiert cependant certaines conditions. Premièrement, il faut que le gain rencontré par le faisceau soit égal aux pertes de la cavité. Deuxièmement, il faut que le trajet du faisceau soit sur l'axe optique de la cavité. Cela permet d'avoir un grand nombre d'allers-retours dans la cavité optique. La superposition de ces ondes stationnaires appelées modes résonnants avec la courbe de gain du milieu amplificateur permet l'effet laser. Cela a pour conséquence la génération d'un faisceau de lumière cohérente. Ces modes précis sont appelés les modes longitudinaux de la cavité laser. Pour ce travail de thèse, l'oscillateur utilisé est un oscillateur ayant une fréquence de répétition de l'ordre du GHz et un milieu amplificateur dopé aux ions Ytterbium [59] [60]. Cela permet l'amplification d'un nombre important de mode dans la cavité dû à la large bande spectrale de gain que présente ces milieux amplificateurs. Mais ces modes amplifiés présentent une phase différente pour chacun d'eux, ce qui produit des interférences constructives et destructives de manière aléatoire le long de la cavité. Pour avoir un laser impulsif il faut parvenir à produire des interférences constructives, c'est-à-dire que tous les modes soient en phase. Cette méthode est appelée le verrouillage de mode.

1.2.1.2 Le principe du verrouillage de mode

Lorsque les modes interfèrent de manière constructive, cela produit une impulsion laser qui parcourt la cavité. Cela se produit lorsqu'on introduit dans la cavité laser des éléments pouvant moduler les pertes de la cavité. Le schéma de principe d'un oscillateur à verrouillage de mode est présenté en figure 1.17.

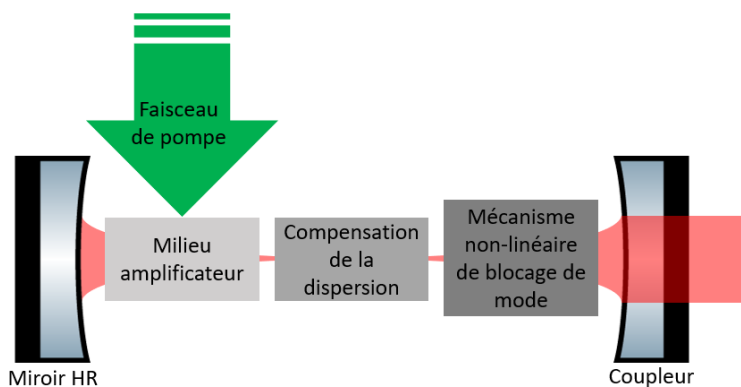


FIGURE 1.17 – Schéma de principe d'un oscillateur laser à verrouillage de mode pompé optiquement.

Par exemple, si on prends huit modes différents se propageant dans la cavité comme les figures du haut de la figure 1.18 le montre, on obtient en les sommant le champ circulant dans la cavité, représentés sur les figures en bas de la figure 1.18. L'unité de l'axe horizontal est une longueur optique de cavité. On voit sur les figures de gauche que lorsque les modes ne sont pas en phase, on obtient une modulation aléatoire. Il en résulte une puissance de sortie nulle. Sur les figures de droite, on observe que les modes sont en phase à certains instants, ce qui permet d'avoir des interférences constructives pendant des laps de temps brefs. Cela produit une impulsion localisée récurrente, avec un espace d'une longueur de cavité optique entre chaque impulsion. Le

spectre obtenu par cette méthode correspond à l'ensemble des fréquences des modes utilisés pour produire l'impulsion, qui sera d'autant plus large que l'impulsion sera courte. Cela veut dire que pour diminuer la largeur d'impulsion d'un oscillateur laser, il faut augmenter le nombre de modes en phase produisant l'impulsion. C'est ce qui est recherché dans les régimes ultra-brefs (inférieur à la picoseconde).

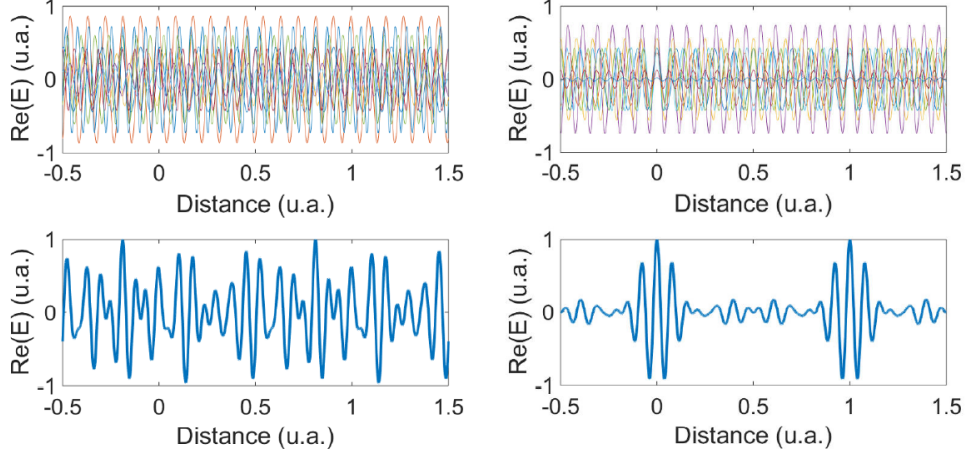


FIGURE 1.18 – Figure tirée de la thèse de Pierre Favier [61]. La figure en haut à gauche représente la superposition des modes dans la cavité ayants une phase aléatoire. La figure en haut à droite représente la superposition des modes dans la cavité ayants la même phase. La figure en bas à gauche représente la somme des modes déphasés. La figure en bas à droite représente la somme des modes en phase. L'unité de l'axe horizontal est une longueur optique de cavité.

La fréquence du mode k peut s'écrire de la façon suivante :

$$\nu_k = \nu_0 + k \frac{c}{2l} \quad (1.8)$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide, k étant un entier relatif, l étant la longueur de la cavité et ν_0 la fréquence située au centre des $N + 1$ fréquences des modes utilisés pour produire l'impulsion laser, tel qu'il y ait $N/2$ fréquences inférieures et $N/2$ fréquences supérieures. Nous pouvons maintenant écrire le champ de l'onde stationnaire k à l'intérieur de la cavité :

$$E_k(z, t) = a_k(z) e^{i2\pi(\nu_0 + k \frac{c}{2l})t} e^{i\phi_k} \quad (1.9)$$

Où $a_k(z)$ est l'amplitude qui varie sinusoidalement en fonction de z et ϕ_k est la phase de l'onde stationnaire et est indépendante de la position. On peut donc obtenir le champ laser total dans la cavité en sommant toutes les fréquences :

$$E_{\text{total}}(z, t) = \sum_k E_k(z, t) = e^{i2\pi\nu_0 t} \sum_{k=-N/2}^{k=N/2} a_k(z) e^{ik\pi \frac{c}{l} t} e^{i\phi_k} \quad (1.10)$$

Si les phases sont aléatoires, on ne peut pas aller plus loin que cette expression. Mais si le régime est en verrouillage de modes, alors on peut imposer $\phi_k = 0$ et calculer

la somme. On se place sur le premier ventre V_1 du mode ν_0 qui est à la distance $\lambda_0/4$ du miroir, car c'est sur les miroirs que les noeuds coïncident. Dans un but de simplification, en posant a comme étant la valeur de l'amplitude maximale de chaque mode, on obtient après calculs l'expression suivante [62] :

$$E_{\text{total}}(V_1, t) = a \frac{\sin\left((N+1)\pi\frac{c}{2l}t\right)}{\sin\left(\pi\frac{c}{2l}t\right)} e^{i2\pi\nu_0 t} = A(t)e^{i2\pi\nu_0 t} \quad (1.11)$$

Cela donne une onde sinusoïdale à la fréquence ν_0 dont l'amplitude $A(t)$ varie périodiquement au cours du temps. Cela s'explique par le fait qu'il y a un phénomène de battement entre les $N+1$ fréquences des différents modes, dont la différence de fréquence est multiple de $c/2l$. La figure 1.19 présente les détails d'une période de l'amplitude $A(t)$ (figure du haut) et le train d'impulsions obtenu (figure du bas).

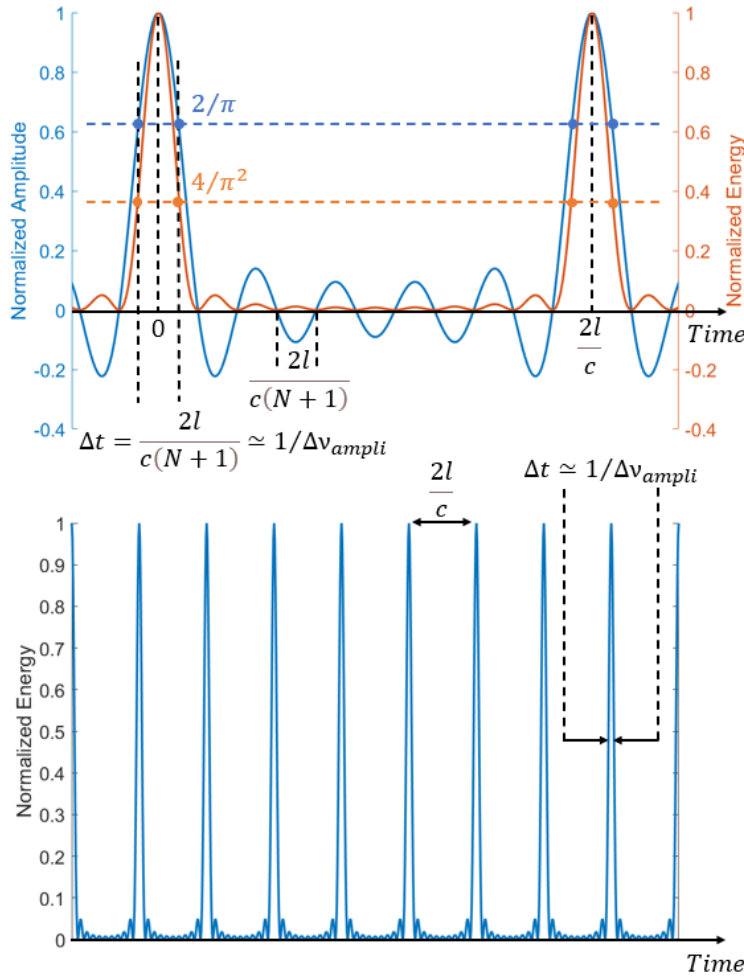


FIGURE 1.19 – Impulsions avec modes verrouillés en phase. La figure du haut présente le détail d'une période de $2l/c$ qui correspond à la durée d'un tour dans la cavité. La figure du bas représente le train d'impulsions.

L'approche expliquée ici est valable si l'hypothèse de la cohérence de phase entre les différents modes utilisés pour produire l'impulsion laser est vérifiée. Nous allons maintenant voir quelles méthodes sont utilisées pour réaliser ce verrouillage de mode.

1.2.1.3 Les méthodes pour verrouiller les modes

Différents procédés existent pour réaliser un verrouillage de mode dans un oscillateur laser. On peut distinguer deux grandes catégories : le verrouillage de mode actif et le verrouillage de mode passif. Le verrouillage de mode actif peut se faire de trois façons différentes. La première façon se fait par modulation des pertes, la deuxième façon se fait par modulation de phase et la troisième façon se fait par ajout de l'auto-modulation de phase. Les références [63] et [64] présentent les détails du verrouillage de mode actif qui ne seront pas présentés ici. Le verrouillage de mode passif peut se faire de quatre manières différentes. Le premier mécanisme permettant le verrouillage de mode passif est le verrouillage de mode par lentille de Kerr (Kerr-Lens Mode-locking, KLM) qui est présentée dans la référence [65]. L'effet Kerr est un effet non-linéaire qui se manifeste quand il y a une forte intensité présente dans le milieu, ce qui a pour effet l'auto-focalisation du faisceau, car l'indice optique dépend de l'intensité. Par conséquent, plus l'intensité est importante, plus l'auto-focalisation du faisceau l'est aussi. Cette augmentation de l'intensité permet le déclenchement d'une impulsion ultra-courte. Les trois autres verrouillages de mode passif sont le verrouillage de mode avec un absorbant saturable rapide, le verrouillage de mode avec un absorbant saturable lent et le verrouillage de mode solitonique [66] [67] [68]. Un absorbant saturable est dit rapide si sa durée de relaxation est proche de la durée de l'impulsion, et est dit lent si sa durée de relaxation est plus importante. Les trois procédés permettant le verrouillage de mode passif sont présentées dans la figure 1.20 tirée de la référence [66].

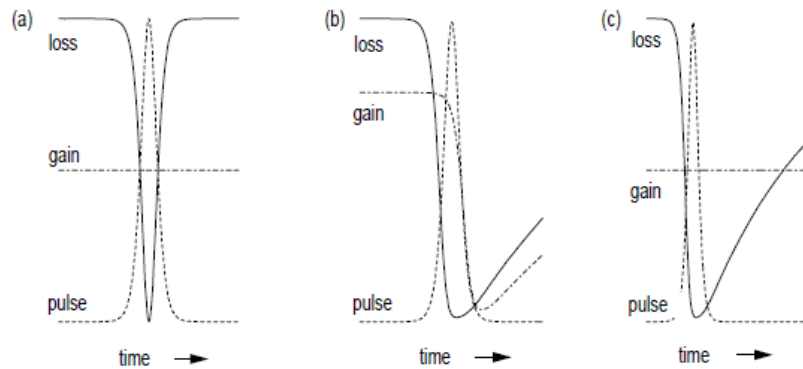


FIGURE 1.20 – Représentation des trois procédés pour bloquer les modes. (a) Utilisation d'un absorbant saturable rapide. (b) Utilisation d'un absorbant saturable lent et saturation du gain. (c) Utilisation d'un absorbant saturable lent et avec un soliton.

Sur la figure 1.20a ainsi que sur la figure 1.20b, on observe que la fenêtre durant laquelle le gain est supérieur aux pertes est très courte, ce qui permet à une seule impulsion de bénéficier de l'effet du gain. Sur la figure 1.20b, le temps de relaxation de l'absorbant saturable est bien plus long que l'impulsion, mais la saturation du gain fait en sorte que la fenêtre sur laquelle le gain est supérieur aux pertes est très courte. Cela est possible sur des lasers qui ont un amplificateur saturable en plus d'un absorbant saturable, comme les lasers à colorants, où l'équilibre entre ces deux effets de

saturation permet d'obtenir une impulsion courte [69]. Enfin, la figure 1.20c montre la création d'une impulsion avec un absorbant saturable lent et un soliton dans la cavité. Dans cette thèse, l'oscillateur utilisé est dans ce régime, je vais donc approfondir cet aspect. Le soliton se propage dans la cavité de l'oscillateur et peut se dissiper lors de cette propagation si le gain est plus bas que les pertes, et si celui-ci subit une dérive de fréquence par auto-modulation de phase (Self-Phase Modulation, SPM). Ce phénomène peut être compensé par l'ajout de miroir interférométrique de Gires-Tournois (Gires-Tournois Interferometer, GTI). Les calculs détaillés de la dispersion de la cavité et de la dispersion introduite par le GTI sont donnés en référence [70]. L'équation qui régit l'évolution du champ électrique dans un oscillateur à verrouillage de mode par absorbant saturable lent et avec un soliton est [66] :

$$T_R \frac{\partial A(T, t)}{\partial T} = \left[\left(-iD \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i\delta |A(T, t)|^2 \right) + \left(g - l + D_{g,f} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - q(T, t) \right) \right] A(T, t) \quad (1.12)$$

Avec t une variable temporelle décrivant l'évolution temporelle à court terme du champ électrique, T une deuxième variable temporelle décrivant l'évolution temporelle à long terme du champ électrique, T_R le temps d'aller-retour dans la cavité, $A(T, t)$ l'enveloppe lentement variable du champ électrique dans la cavité, D la dispersion de vitesse de groupe, δ le coefficient de SPM pour un aller-retour dans la cavité, g le gain saturé, l les pertes de la cavité sur un aller-retour, $D_{g,f} = g/\Omega_g^2 + 1/\Omega_f^2$ la dispersion du gain et du filtre intracavité où Ω_g et Ω_f sont la largeur spectrale à mi-hauteur du gain et du filtre intracavité, et $q(T, t)$ représente la réponse de l'absorbant saturable à une impulsion courte. La solution à cette équation est l'équation du soliton :

$$A_s(T, t) = \sqrt{\frac{E_p}{2\tau}} \operatorname{sech} \left(\frac{t}{\tau} \right) e^{i\Phi \frac{T}{T_R}} \quad (1.13)$$

Où E_p est l'énergie de l'impulsion, τ la durée de l'impulsion et Φ le déphasage du soliton sur un aller-retour dans la cavité. On peut de plus établir une relation entre la durée du soliton et son énergie de la façon suivante :

$$\tau = \frac{4|D|}{\delta E_p} \quad (1.14)$$

Pour avoir une durée d'impulsion la plus courte possible, on veut donc $\delta \gg D$. Ici, ce n'est pas la fenêtre de gain positif courte qui forme l'impulsion mais le rapport entre la dispersion et la SPM. Généralement, on utilise un miroir absorbant saturable semi-conducteur (SEmiconductor Saturable Absorber Mirror, SESAM) pour introduire les pertes saturables dans la cavité et faire le verrouillage de mode dans le régime précédemment décrit [71]. Le SESAM est une structure de Bragg constituée de plusieurs couches de matériaux semi-conducteurs successives. La figure 1.21 est un schéma de principe d'un SESAM tiré de la référence [72]. On observe sur ce schéma comment évolue l'indice de réfraction au travers des différentes couches du SESAM.

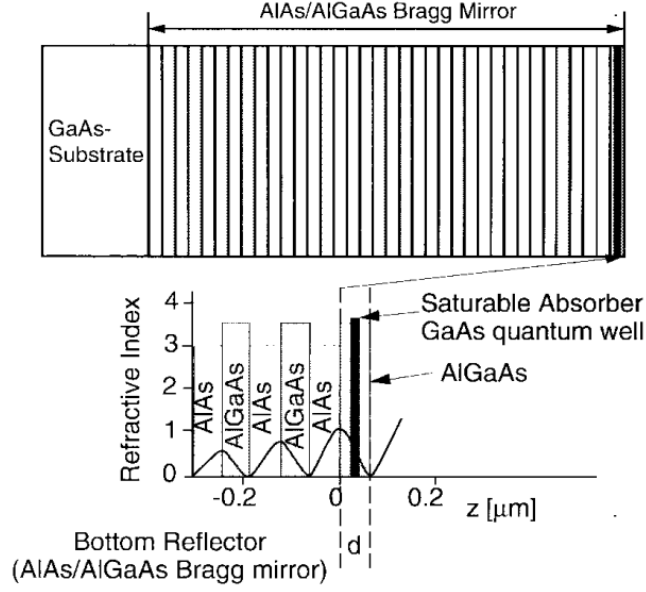


FIGURE 1.21 – Schéma de principe d'un SESAM AlAs–AlGaAs. Les différentes couches de matériaux sont représentées avec l'indice de réfraction de chaque couche en fonction de l'épaisseur de celle-ci.

Lorsque le SESAM reçoit un flux de photons, l'absorption du matériau diminue du fait du passage des électrons de la bande de Valence à la bande de conduction. C'est cet effet qui fait du SESAM un absorbant saturable. On peut calculer la réflectivité du SESAM de la façon suivante :

$$R_{\text{SESAM}}(F) = P_{\text{ns}} \left(1 - \Delta P \frac{F_{\text{sat}}}{F} \left(1 - e^{-\frac{F}{F_{\text{sat}}}} \right) \right) \quad (1.15)$$

Avec F la fluence du faisceau incident, P_{ns} les pertes non saturables du SESAM pour une forte fluence, ΔP la différence entre les pertes non saturables et les pertes pour une faible fluence, F_{sat} la fluence de saturation. Ces paramètres peuvent être ajustés selon le régime dans lequel on veut travailler, comme la haute puissance ou la haute cadence. Une particularité du SESAM est qu'il peut fonctionner en verrouillage de mode déclenché (Q-Switch Mode Locking, QSML) qui est un régime instable provoquant des impulsions très énergétiques, ce qui peut endommager les composants de l'oscillateur. Pour privilégier un régime de fonctionnement en verrouillage de mode non déclenché, on peut définir un critère de stabilité qui est [73] :

$$E_p > \sqrt{E_{L_{\text{sat}}} E_{A_{\text{sat}}} \Delta P} \quad (1.16)$$

Où $E_{L_{\text{sat}}}$ est l'énergie de saturation du gain et $E_{A_{\text{sat}}}$ est l'énergie d'absorption du gain. Finalement, pour que l'oscillateur utilisé dans cette thèse soit stable, il faut ajuster ses différents composants qui sont la cavité, le milieu amplificateur, les pertes non saturables, les miroirs GTI et le SESAM.

1.2.1.4 Champ électromagnétique d'une impulsion

Maintenant que l'on a introduit comment une impulsion laser peut être produite, nous allons voir ses propriétés temporelles et spectrales. Une onde porteuse haute fréquence et une enveloppe plus basse fréquence compose le champ électrique de l'impulsions laser, qui s'écrit :

$$E(x, y, z, t) = U(x, y)C(t)e^{i(\omega_0 t - k_0 z + \phi_0)} \quad (1.17)$$

Où $U(x, y)$ est le profil spatial transverse de l'impulsion laser, $C(t)$ son enveloppe temporelle, ω_0 la pulsation de l'onde porteuse, k_0 le vecteur d'onde et ϕ_0 la phase de l'impulsion. Pour trouver le champ du faisceau laser, qui est constitué d'une infinité de ces impulsions, il faut superposer le champ de ces impulsions à des temps différents. En omettant la dépendance spatiale on obtient :

$$E_{\text{total}}(t) = \sum_{n \rightarrow -\infty}^{n \rightarrow +\infty} C(t - nT_L)e^{i\omega_0(t - nT_L)}e^{i(\phi_0 + n\Delta\phi_{\text{CEO}})} = \sum_{n \rightarrow -\infty}^{n \rightarrow +\infty} E_n(t) \quad (1.18)$$

Où T_L est le nombre de période séparant les impulsions, $E_n(t)$ est le champ électrique à la n -ième impulsion et $\Delta\phi_{\text{CEO}}$ est la différence de phase entre l'enveloppe et la porteuse. Nous avons ainsi décrit de manière temporelle le champ électrique des impulsions lasers. Mais une façon complémentaire de décrire ce champ électrique est le domaine fréquentiel. Celui-ci est plus adapté aux études d'asservissement de lasers sur des cavités optiques, ce qui est ici la cas. Il faut pour cela utiliser la transformée de Fourier sur l'équation 1.18, ce qui donne :

$$\hat{E}_{\text{total}}(\omega) = \hat{C}(\omega_0 - \omega) \sum_{n \rightarrow -\infty}^{n \rightarrow +\infty} e^{in(\Delta\phi_{\text{CEO}} - \omega T_L)} \quad (1.19)$$

Grâce à la formule de sommation de Poisson, cette équation peut s'écrire de la façon suivante :

$$\hat{E}_{\text{total}}(\omega) = \hat{C}(\omega_0 - \omega) \frac{2\pi}{T_L} \sum_{m \rightarrow -\infty}^{m \rightarrow +\infty} \delta(\omega_m - \omega) \quad (1.20)$$

Où $\omega_m = 2\pi F_{\text{rep}} \left(\frac{\Delta\phi_{\text{CEO}}}{2\pi} + m \right)$, $F_{\text{rep}} = \frac{1}{T_L}$ est la fréquence de répétition de l'oscillateur laser et δ la distribution de Dirac. La figure 1.22 tirée de la référence [74] montre les représentations temporelles et fréquentielles et les valeurs qui les relient. On peut donc voir dans le domaine fréquentiel que le champ est un peigne de fréquence modulé en amplitude où chaque raie est positionné à une fréquence $F_m = \omega_m/2\pi$. On observe également une dérive impulsion après impulsion de la porteuse, ce qui donne dans l'espace des fréquences $F_{\text{CEO}} = F_{\text{rep}}\Delta\phi_{\text{CEO}}/2\pi$. Par la suite, le terme $\Delta\phi_{\text{CEO}}$ sera appelé CEP pour "Carrier-Envelope Phase".

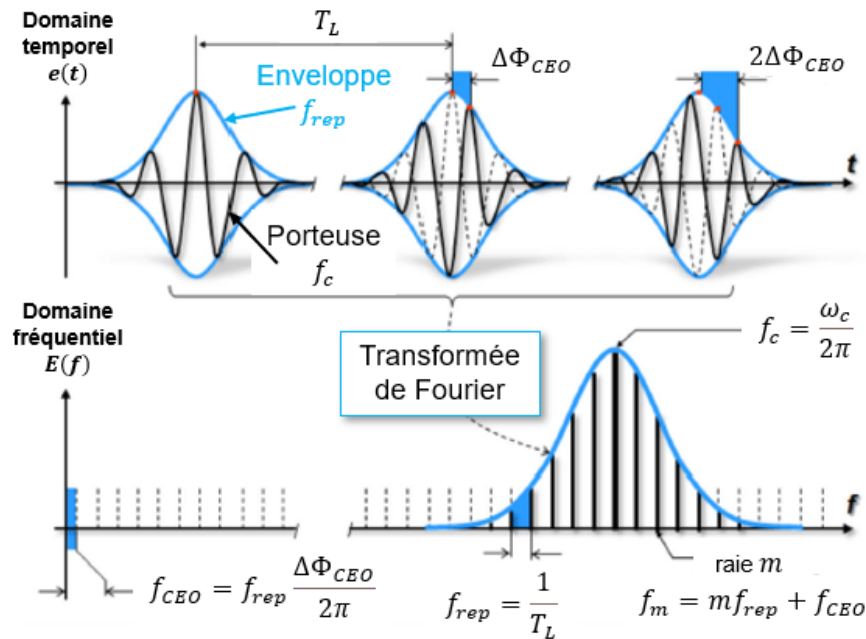


FIGURE 1.22 – Représentation temporelle et fréquentielle du champ électrique d'un faisceau laser.

1.2.2 Système d'amplification des impulsions brèves

L'énergie par impulsion requise pour l'injection d'une cavité Fabry-Perot doit être importante pour permettre la création de rayons X par diffusion Compton inverse. Lors de l'interaction, cette énergie doit être au minimum de l'ordre de quelques mJ. Les impulsions délivrées par un oscillateur laser ont une énergie de l'ordre de quelques nJ. Si celles-ci sont stockées dans une cavité de gain d'environ 10000, ce qui est un gain raisonnable, l'impulsion sortante sera de l'ordre de la dizaine de μJ , ce qui n'est pas suffisant pour l'interaction Compton inverse. Pour pallier cela, nous avons recours à un amplificateur qui est ajouté dans le système laser après l'oscillateur.

1.2.2.1 Généralités sur l'amplification des impulsions

Le milieu à gain des amplificateurs sont des fibres ou des cristaux dopés. Le dopage aux ions Ytterbium est largement répandu dans la confection des amplificateurs aujourd'hui. Un des avantages de ce dopage aux ions Ytterbium est la conservation de la grande largeur spectrale permettant d'obtenir des impulsions allant de la picoseconde à la dizaine de femtosecondes[75][76][77][78]. Un deuxième avantage est que cela permet d'utiliser des diodes de pompe de haute puissance à une longueur d'onde de 980 nm pour l'amplification des impulsions, ce qui est courant. Enfin, un dernier avantage est une faible déperdition de l'énergie sous forme de chaleur lorsque le signal traverse le matériau dopé. Cela vient du fait que la différence entre l'énergie des photons de pompe et l'énergie des photons du signal, appelée défaut quantique, est plus faible pour les matériaux dopé aux ions Ytterbium que pour les autres matériaux tels que le Titane, le Néodyme ou l'Erbium. Cependant, la forte puissance moyenne impliquant des effets

thermique n'est pas la seule contrainte lors de l'amplification des impulsions courtes, qui présentent une énergie-crête élevée. De ce fait, il est possible lors de l'amplification que le seuil de dommage des composants optiques présents dans le système soit atteint. De plus, il peut y avoir une apparition de phénomènes non-linéaires comme l'effet Kerr, ce qui provoque une autofocalisation de faisceau laser conduisant à de potentiels dommages. Enfin, ces effets non-linéaires introduits perturbent spectralement et temporellement les impulsions, avec l'apparition de la dispersion d'ordre trois et de l'automodulation de phase. Trois technologies sont utilisées dans l'amplification des impulsions : la géométrie de type cristaux minces (thin-disk)[79], de type Slab[80] et l'amplification par fibre optique[81]. Dans la géométrie de type cristaux minces, le flux thermique ne suit qu'une seule direction qui est celle de l'axe optique du mode laser. Le profil transverse de la température est donc homogène dans le matériau dopé, ce qui diminue les effets de lentille thermique. Dans la géométrie de type Slab, la biréfringence induite ainsi que les effets de lentille thermiques sont limités par le pompage et le refroidissement transverses. Mais dans cette configuration, le gain sur un passage est faible. Cela nécessite souvent d'avoir recours à une architecture complexe telle que le multi-passage ou l'amplification régénérative pour obtenir un gain élevé, au détriment de la compacité et de la robustesse du système. L'amplification par fibre optique est l'opposée des deux autres géométries dans sa confection. Ici la longueur du milieu à gain est augmentée et le diamètre du mode du laser diminué. Cela donne lieu à des avantages, notamment sur la thermique du milieu, car la grande surface d'échange permet une excellente dissipation thermique. La propagation du mode laser se fait par réflexion totale à l'intérieur de la fibre en silice, qui est entourée d'une gaine en polymère d'indice légèrement plus faible. La qualité de ce mode ne dépend que des propriétés de guidage de la fibre optique. Une étude approfondie des différents types de fibre est réalisée dans la thèse de Yoann Zaouter [82].

1.2.2.2 Les CPA

Pour diminuer les risques de dommages dus à une énergie-crête trop importante, une technique a été développée. Cette technique est l'amplification par dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification, CPA) [83]. Cette méthode consiste en un étirement temporel d'une impulsion suivi de son amplification. Cela permet de diminuer l'énergie-crête responsable des dommages, et d'atteindre une énergie dans l'impulsion plus élevée. Enfin, pour retrouver une durée d'impulsion similaire à celle de l'impulsion de départ, les impulsions sont recomprimées. Un montage CPA tel qu'utilisé dans cette thèse est constitué d'un oscillateur laser, d'un modulateur acousto-optique (Acousto-Optic Modulator, AOM), d'un étireur, de l'étage d'amplification et enfin d'un compresseur, comme le montre la figure 1.23.

L'oscillateur génère les impulsions dont une partie est sélectionnée par l'AOM, ce qui baisse la cadence du train d'impulsions. L'étireur introduit de la dispersion de vitesse de groupe positive, ce qui a pour effet d'étirer temporellement l'impulsion. Les impulsions ainsi étirées sont amplifiées dans l'étage amplificateur jusqu'à atteindre l'énergie voulue, pour ensuite être recomprimées par le compresseur qui introduit une dispersion de vitesse de groupe négative. Cette compensation de la dispersion de la vitesse de groupe introduite par l'étireur est fondamentale pour contrôler la durée

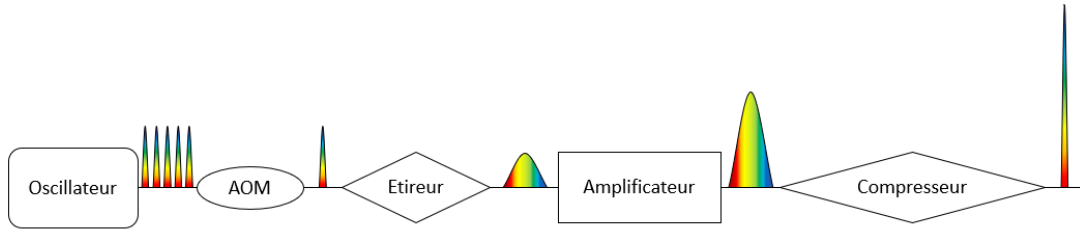


FIGURE 1.23 – Schéma de principe d'un montage d'amplification par dérive de fréquence standard tel qu'utilisé dans cette thèse.

d'impulsion et obtenir des impulsions brèves. Une méthode pour avoir une excellente compensation est un couple étireur compresseur utilisant des réseaux de diffraction [84]. Mais un couple étireur compresseur à réseaux implique une compacité qui n'est pas optimale. C'est pourquoi les systèmes CPA industriels ont plutôt des étireurs fibrés, bien plus compacts.

1.2.3 Les modulateurs acousto-optiques et électro-optiques

Dans le système que nous allons utiliser durant cette thèse, les composants optiques jouent un rôle essentiel permettant au système de fonctionner. Certains d'entre eux utilisent l'effet photoélastique, ce qui confère des propriétés remarquables aux matériaux pouvant modifier le signal les traversant. Une brève description de ces composants sera présentée ici.

1.2.3.1 Le Modulateur Acousto-Optique

Un AOM est constitué d'un cristal dans lequel une onde acoustique se propage [85]. Cette onde acoustique joue le rôle d'un réseau de diffraction, ce qui influe sur la fréquence et l'ordre de diffraction du faisceau en sortie de celui-ci. Dans un AOM, à la fréquence optique du signal d'entrée qui est diffractée se verra ajouter une fréquence proportionnelle à l'onde sonore dans le milieu dû à l'effet Doppler, en fonction de l'ordre de diffraction, tel que :

$$F_{\text{out}} = F_{\text{in}} + kF_s \quad (1.21)$$

où F_{in} est la fréquence optique du signal d'entrée, k est l'ordre de diffraction, F_s est la fréquence de l'onde sonore dans le milieu et F_{out} la fréquence optique du signal de sortie. Comme le cristal des AOM utilisés est épais, le régime de diffraction est celui de Bragg [86]. Cela implique un angle de déflexion θ de quelques milliradian donné par la formule suivante :

$$\sin(\theta) = \frac{m\lambda}{2\Lambda} \quad (1.22)$$

où λ est la longueur d'onde du signal et Λ est la longueur d'onde de l'onde acoustique. On peut voir sur la figure 1.24 que selon le placement de l'ouverture en sortie de l'AOM, celle-ci permet de sélectionner l'ordre de diffraction voulu tout en bloquant les ordres de diffraction non voulus [87].

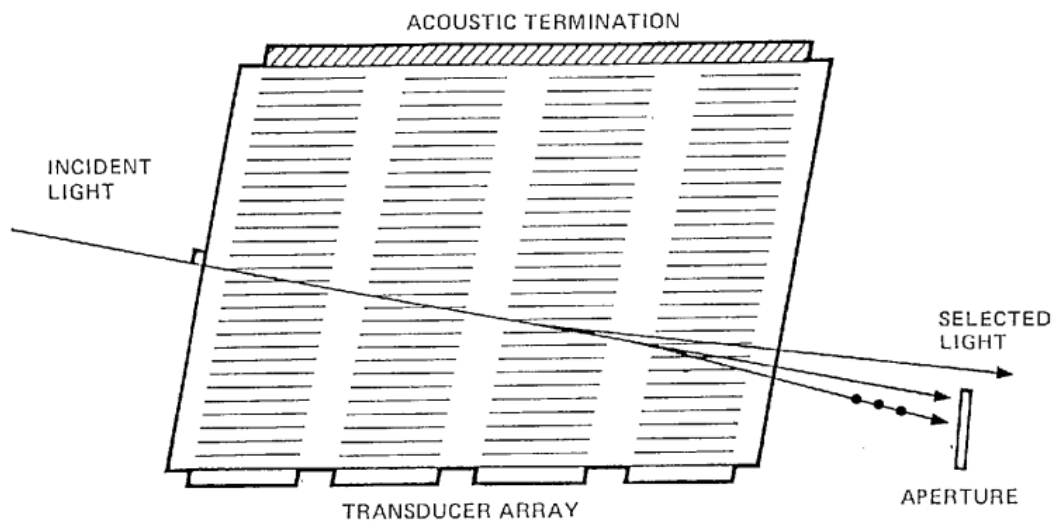


FIGURE 1.24 – Diffraction de la lumière par un AOM permettant de choisir l'ordre en sortie. Tiré de la référence [87]

Dans le domaine fréquentiel, cela revient à décaler le spectre optique d'une fréquence kF_s , ce qui a le même effet qu'un décalage en f_{CEO} . Cette propriété sera utile dans la mise en application permettant de voir l'impact de la CEP en faisant varier la fréquence F_s de l'AOM. La figure 1.25 montre l'effet du décalage sur le spectre en fréquence pour $k = 1$.

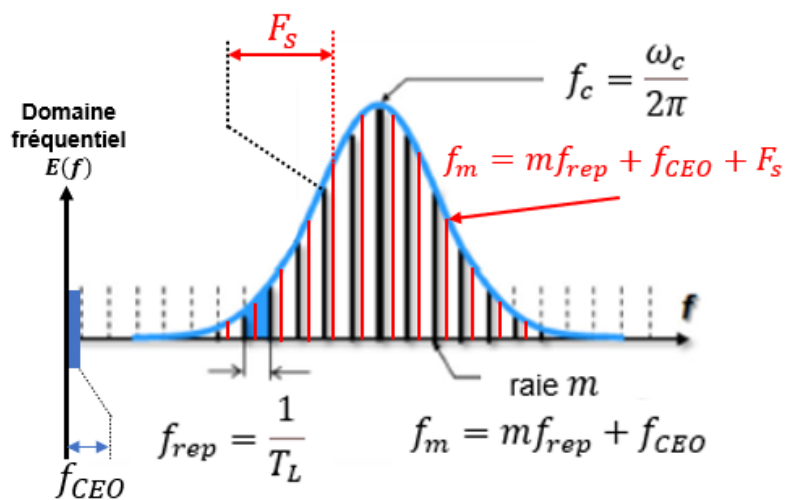


FIGURE 1.25 – Décalage du spectre optique dans le domaine fréquentiel dû à la fréquence de l'onde acoustique F_s

1.2.3.2 Le Modulateur Electro-Optique

Un modulateur électro-optique (Electro-Optic Modulator, EOM) est un composant constitué d'un cristal sur lequel une tension est appliquée [88]. L'EOM que j'utilise est constitué d'un cristal $LiNbO_3$ [89], dont la structure du tenseur électro-optique linéaire [90] est donnée par la matrice suivante :

$$T = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (1.23)$$

Cela permet de construire le tenseur d'imperméabilité en présence d'un champ électrique selon l'axe z tel que $E = E_z u_z$, qui vaut :

$$\bar{\eta} = \eta + \Delta\eta = \begin{bmatrix} \frac{1}{(n_0)^2} + r_{13}E_z & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{(n_0)^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{(n_e)^2} + r_{33}E_z \end{bmatrix} \quad (1.24)$$

avec η le tenseur d'imperméabilité libre, c'est-à-dire sans contraintes dues à un champ électrique, et $\Delta\eta$ le tenseur relatif au changement dans le milieu dû à l'application du champ électrique. Le tenseur d'imperméabilité étant déjà diagonal, on peut directement donner l'équation cartésienne de l'ellipsoïde des indices qui est la suivante :

$$r^+ \cdot \bar{\eta} : r = [x \ y \ z] \begin{bmatrix} \frac{1}{(n_0)^2} + r_{13}E_z & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{(n_0)^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{(n_e)^2} + r_{33}E_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = 1 \quad (1.25)$$

Ce qui donne dans la base des nouveaux vecteurs l'équation cartésienne de l'ellipsoïde des indices suivante :

$$\left(\frac{1}{(n_0)^2} + r_{13}E_z \right) x'^2 + \frac{1}{(n_0)^2} y'^2 + \left(\frac{1}{(n_e)^2} + r_{33}E_z \right) z'^2 = 1 \quad (1.26)$$

Et les nouveaux indices $n_{x'}$, $n_{y'}$ et $n_{z'}$ tels que :

$$\begin{cases} \frac{1}{(n_{x'})^2} = \frac{1}{(n_0)^2} + r_{13}E_z \\ \frac{1}{(n_{y'})^2} = \frac{1}{(n_0)^2} \\ \frac{1}{(n_{z'})^2} = \frac{1}{(n_e)^2} + r_{33}E_z \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} n_{x'} = n_0 - \frac{1}{2}n_0^3 r_{13}E_z \\ n_{y'} = n_0 \\ n_{z'} = n_e - \frac{1}{2}n_e^3 r_{33}E_z \end{cases} \quad (1.27)$$

Cela donne le retard de phase entre les deux composantes polarisées suivant les axes neutres pour un milieu de longueur l suivant :

$$\Gamma = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_{y'} - n_{x'}) = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{13} V \quad (1.28)$$

Où $V = E_z l$ est la différence de potentiel aux bornes du cristal de l'EOM. Dans le cadre de mon expérience, j'utilise l'EOM pour moduler le signal en fréquence et changer sa phase. Le schéma de principe de la modulation en fréquence est décrit en figure 1.26.

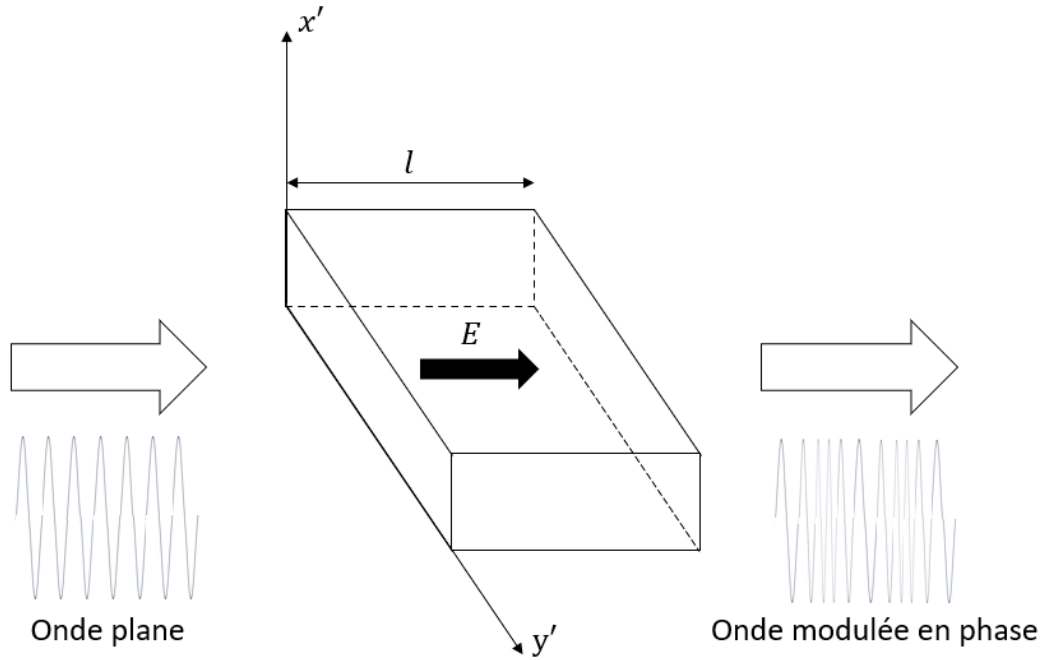


FIGURE 1.26 – Schéma de principe représentant la modulation de fréquence avec un EOM. x' et y' sont la base des nouveaux vecteurs, l est la largeur du cristal, E est le champ électromagnétique appliqué au cristal.

Cela introduit un déphasage dont le détail des calculs pour arriver à ces résultats est présenté dans la référence [91] :

$$\Delta\phi_{x'} = -\frac{\omega l}{c} \Delta n_{x'} = \frac{\omega}{2c} n_0^3 r_{13} V \quad (1.29)$$

Si l'on applique une tension sinusoïdale $V = V_0 \sin \omega_m t$, on obtient alors le champ émergent de l'EOM :

$$E_s = A \cos \left(\omega t - \frac{\omega}{c} \left(n_0 l - \frac{n_0^3 r_{13}}{2} V_0 \sin(\omega_m t) \right) \right) = A \cos(\omega t + \delta \sin(\omega_m t)) \quad (1.30)$$

Avec :

$$\delta = \frac{\omega n_0^3 r_{13} V_0}{2c} \quad (1.31)$$

1.3 Cavité Fabry-Perot

Introduction

Les cavités Fabry-Perot ont été inventées par Charles Fabry et Alfred Perot vers la fin du 18^{ème} siècle. Ce sont des systèmes optiques résonants comportant généralement 2 ou 4 miroirs. La géométrie "bow-tie" est celle que j'ai utilisé lors de cette thèse. Le schéma de principe est montré en figure 1.27.

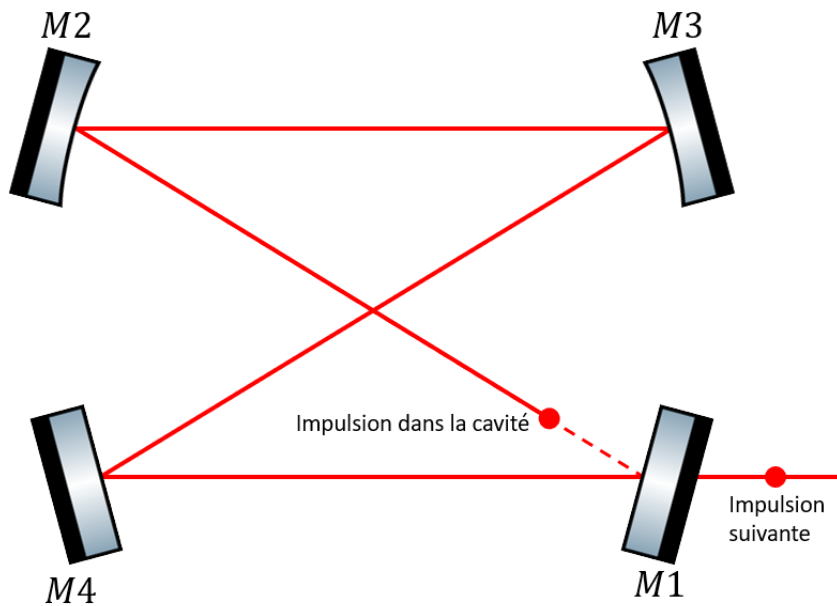


FIGURE 1.27 – Schéma de principe d'une cavité bow-tie.

Les cavités Fabry-Perot sont telles qu'un faisceau laser entrant sur un axe de propagation revient toujours au même endroit après avoir parcouru l'entièreté de la cavité. Un grand intérêt des cavités Fabry-Perot est de pouvoir empiler les impulsions provenant d'un laser impulsionnel afin de gagner en énergie dans la cavité. Pour que les essais de stabilisation et de synchronisation dans les cavités Fabry-Perot soient couronnés de succès, le verrouillage de mode passif (cf. Section 1.2.1.2) a dû être découvert sur les lasers pulsés et étudié. Nous verrons dans cette partie l'équation paraxiale et les différents modes d'un faisceau gaussien. Puis nous verrons les conditions de stabilité d'une cavité Fabry-Perot, les modes propres dans une telle cavité, les paramètres qui caractérisent ces cavités et comment il est possible de maintenir la résonance entre le laser et la cavité Fabry-Perot. Enfin nous verrons une méthode pour remplir la cavité qui permet de s'affranchir de certains problèmes thermiques, pour pouvoir stocker plus d'énergie dans la cavité.

1.3.1 Faisceaux Gaussiens

1.3.1.1 Mode fondamental d'un faisceau gaussien

Nous allons voir ici comment est défini le mode fondamental d'un faisceau gaussien ainsi que les différents paramètres qui permettent de le décrire. En se plaçant en coordonnées cartésiennes et en prenant en compte l'approximation paraxiale, le mode fondamental d'un faisceau gaussien est décrit par l'équation suivante :

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} e^{i\left(kz - \frac{kr^2}{2R(z)} + \xi(z)\right)} \quad (1.32)$$

Avec E_0 l'amplitude du champ électrique, $k = 2\pi/\lambda$ le vecteur d'onde, et λ la longueur d'onde. Dans ce résultat, nous observons quatre grandeurs qui caractérisent le mode principal du faisceau gaussien. On a tout d'abord le waist du faisceau, c'est-à-dire là où le faisceau est le plus étroit, qui est défini de la façon suivante :

$$w_0 = \sqrt{\frac{z_0 \lambda}{\pi}} \quad (1.33)$$

Avec z_0 la distance de Rayleigh. On se sert de cette définition du waist pour obtenir le terme qui régit l'évolution de la taille du faisceau le long de la propagation de celui-ci et qui apparaît également dans l'équation 1.32 :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (1.34)$$

On voit également apparaître dans l'équation 1.32 le rayon de courbure du front d'onde le long de la propagation du faisceau :

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right) \quad (1.35)$$

Enfin nous pouvons remarquer un terme de phase, appelé phase de Gouy, qui est le décalage longitudinale en phase et qui est définie de façon suivante :

$$\xi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (1.36)$$

Avec les paramètres ainsi présentés, il est possible de décrire parfaitement le mode fondamental d'un faisceau gaussien qui est celui qui nous intéresse pour injecter les impulsions d'un faisceau laser dans une cavité Fabry-Perot.

1.3.1.2 Mode d'ordre supérieur

Si l'on recherche des solutions à l'équation paraxiale dans le plan transverse à la direction de propagation, on peut trouver une base de fonctions qui sont les modes d'ordre supérieur d'un faisceau gaussien. Suivant les coordonnées choisies pour résoudre l'équation paraxiale, on voit apparaître deux familles de fonction, qui sont les modes de Hermite-Gauss et les modes de Laguerre-Gauss. Les modes de Hermite-Gauss sont

la famille de fonctions solutions de l'équation paraxiale à variables séparées x et y en coordonnées cartésiennes. On recherche une solution sous la forme suivante :

$$S(x, y, z) = f(x, z)g(y, z)A(z)e^{-i\xi(z)}e^{-i\beta(z)(x^2+y^2)} \quad (1.37)$$

La famille de fonction satisfaisant la forme de solution requise est la suivante :

$$S_{m,n}(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right) e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}} e^{ikz} e^{-ik\frac{x^2+y^2}{R(z)}} e^{ik(m+n+1)\xi(z)} \quad (1.38)$$

Où l'on voit apparaître les polynômes de Hermite définis par :

$$H_n(x) = n! \sum_{k=0}^{n/2} (-1)^k \frac{(2x)^{n-2k}}{(n-2k)!k!} \quad (1.39)$$

On remarque que tous les paramètres précédemment cités servant à décrire le faisceau gaussien sont présents. De plus l'apparition des entiers m et n dans la solution décrivent le nombre de lignes apparaissant horizontalement et verticalement sur les coupes transverses des modes de Hermite-Gauss. Les trois premiers ordres m et n sont représentés sur la figure 1.28 :

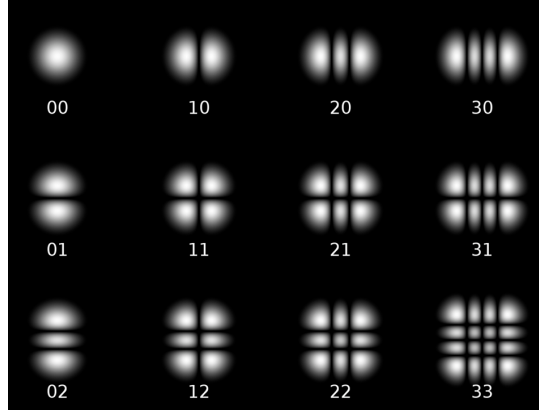


FIGURE 1.28 – Image représentant les modes d'ordre supérieurs de Hermite-Gauss.

La deuxième famille de fonctions satisfait l'équation paraxiale en coordonnées cylindriques à variables séparées r et θ . De même que précédemment, on recherche une certaine forme de solution. Cette forme est la suivante :

$$S(r, \theta, z) = f(r, z)g(\theta)A(z)e^{i\xi(z)}e^{-(\alpha+i\beta)r^2} \quad (1.40)$$

Pour résoudre cette équation, on trouve la famille de fonctions suivante :

$$S_{p,l}(r, \theta, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \left(\frac{\sqrt{2}r}{w(z)} \right)^l L_p^l \left(\frac{2r^2}{w^2(z)} \right) e^{-i(kz - (2l+m+1)\arctan(\frac{z}{z_0}) + \frac{kr^2}{2q(z)} - l\xi(z))} \quad (1.41)$$

Avec les polynômes de Laguerre définis par :

$$L_l^m(x) = \frac{x^{-m}}{l!} e^x \frac{\partial^l (x^{l+m} e^{-x})}{\partial x^l} \quad (1.42)$$

On retrouve également ici les paramètres décrivant un faisceau gaussien ainsi que les entiers p et l qui décrivent le nombre de cercles et de lignes des modes de Laguerre-Gauss comme montré sur la figure 1.29 suivante :

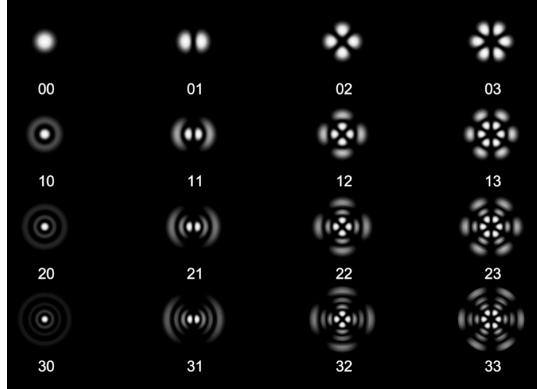


FIGURE 1.29 – Image représentant les modes d'ordre supérieurs de Laguerre-Gauss.

1.3.2 Caractérisation d'une cavité FP

1.3.2.1 Critère de stabilité

Pour expliquer les conditions de stabilité dans les cavités Fabry-Perot, je vais expliciter sous une forme plus adéquate la décomposition selon la base de Hermite-Gauss des modes propres transverses vus précédemment. Ainsi on a la forme suivante :

$$S_{m,n}(x, y, z) = \sqrt{\frac{1}{2^{m+n+1} m! n! \pi w_x w_y}} H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{w_x(z)} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{w_y(z)} \right) e^{-ik \left(\frac{x^2}{2q_x(z)} + \frac{y^2}{2q_y(z)} \right)} e^{i(\xi_x(z) + \xi_y(z)) - ikz} \quad (1.43)$$

Nous retrouvons ici les paramètres qui ont déjà été explicités, mais sous une forme différente. Ainsi nous avons le terme représentant la taille transverse du faisceau horizontalement et verticalement (avec $j = x$ et $j = y$) tel que :

$$w_j(z) = w_{0,j} \sqrt{\left(1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right)} \quad (1.44)$$

Avec $w_{0,j}$ le waist du faisceau. Nous retrouvons également la longueur de Rayleigh sous la forme suivante :

$$z_{0,j} = \pi \frac{w_{0,j}^2}{\lambda} \quad (1.45)$$

Ainsi que le rayon de courbure complexe du faisceau :

$$q_j(z) = z + iz_{0,j} \quad (1.46)$$

On retrouve également la phase de Gouy définie pour la direction tangentielle et sagittale :

$$\xi_j(z) = \left(m + \frac{1}{2}\right) \arctan\left(\frac{z}{z_{0,j}}\right) \quad (1.47)$$

Et enfin les polynômes de Hermite que l'on a défini dans la section précédente, avec H_m et H_n les polynômes de Hermite respectivement d'ordre m et n , dont les indices permettent l'identification du mode du faisceau gaussien. Dans les cavités Fabry-Perot, le mode que l'on veut injecter est le mode fondamental, c'est-à-dire le mode tel que $m = n = 0$. Nous allons introduire la notation suivante TEM_{mn} qui est la notation standard des modes électromagnétiques. Celui que nous voulons injecter est donc le mode TEM_{00} . Pour calculer la propagation du rayon de courbure complexe du faisceau, on utilise le formalisme des matrices $ABCD$, où A , B , C et D sont les termes constituant la matrice de transfert M du système optique telle que :

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (1.48)$$

Avec :

$$\det M = 1 \quad (1.49)$$

On peut ainsi relier les rayons de courbure complexes du faisceau de deux points situés à deux endroits du système optique. Si l'on choisit $q_{1,j}(z)$ le rayon de courbure du faisceau en entrée du système et $q_{2,j}(z)$ le rayon de courbure du faisceau en sortie du système, on obtient la relation suivante :

$$q_{2,j}(z) = \frac{A_j q_{1,j}(z) + B_j}{C_j q_{1,j}(z) + D_j} \quad (1.50)$$

Le système optique dans lequel on veut injecter le faisceau est une cavité optique, ce qui signifie que le rayon de courbure doit être le même à l'entrée de la cavité qu'après un aller-retour dans celle-ci. Cela veut donc dire que l'on a $q_{1,j}(z) = q_{2,j}(z) = q_j(z)$. En injectant cela dans l'équation 1.50, et en utilisant l'égalité $AD - BC = 1$, on peut alors établir la condition de stabilité de la cavité :

$$\frac{1}{q_j(z)} = \frac{D_j - A_j}{2|B_j|} - \frac{i}{2|B_j|} \sqrt{4 - (A_j + D_j)^2} \quad (1.51)$$

Nous pouvons voir dans cette expression que si $(A_j + D_j)^2 \leq 4$ alors la cavité est stable, et c'est ce qui imposera une condition sur la distance entre les miroirs où le rayon de courbure des miroirs lors de la conception d'une cavité Fabry-Perot.

1.3.2.2 Caractéristiques des miroirs d'une cavité

Le choix des miroirs dans la conception d'une cavité est extrêmement important. En effet, cela va conditionner une grande partie des performances que l'on peut atteindre. Nous allons expliciter plus en détail chaque aspect d'un miroir de cavité. La figure 1.30 montre les différentes parties qui composent un miroir utilisé dans les cavités Fabry-Perot.

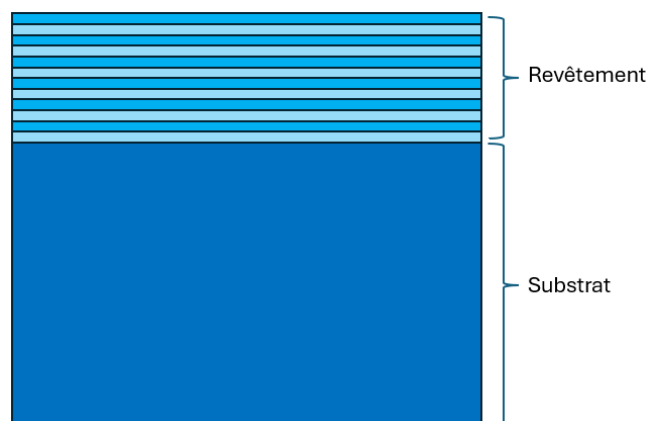


FIGURE 1.30 – Schéma d'un miroir utilisé dans les cavités.

Comme on peut le voir, deux couches composent celui-ci : le substrat et le revêtement. Le substrat est la partie la plus épaisse d'un miroir. Celle-ci conditionne la résistance du miroir aux contraintes mécaniques et thermique, qui engendrent des déformations. Pour éviter au maximum les pertes par diffusion, le polissage du substrat doit être extrêmement précise. Le revêtement du miroir, quant à lui, consiste en un empilement de couches qui alternent entre un indice faible et un indice élevé. Les matériaux de ces surfaces sont diélectriques et l'épaisseur des couches du revêtements est choisie en fonction de la longueur d'onde, ce qui confère au miroir une excellente réflectivité (entre 99,9% et 99,999%), indispensable pour atteindre de hautes performances en terme de gain et de finesse. Ces paramètres caractérisent une cavité et seront explicités par la suite. Quatre grandeurs caractérisent l'effet du revêtement déposé sur le champ électromagnétique incident : le coefficient de transmission noté t , le coefficient de réflexion noté r , le coefficient d'absorption noté a et le coefficient de diffusion noté d . On note également $p = a + d$ le coefficient de perte du revêtement. Le substrat n'étant jamais parfait, on introduit un coefficient d_{sub} qui représente la diffusion de ce substrat. En prenant le module carré des coefficients introduits, on peut trouver les coefficients relatifs à l'énergie, qui sont $R = |r|^2$, $T = |t|^2$ et $P = |a|^2 + |d|^2 + |d_{\text{sub}}|^2$. Grâce à ces coefficients et à la loi de conservation de l'énergie, on obtient la formule suivante :

$$T + R + P = 1 \quad (1.52)$$

1.3.2.3 Puissance intracavité

Grâce à ces coefficients et à la relation que nous venons d'introduire, il est possible d'obtenir la formule donnant la puissance intra-cavité. Pour cela, on se place dans l'espace des fréquences. Introduisons les différents champs électromagnétiques que l'on peut trouver aux différents endroits de la cavité tels qu'ils sont représentés dans la figure 1.31.

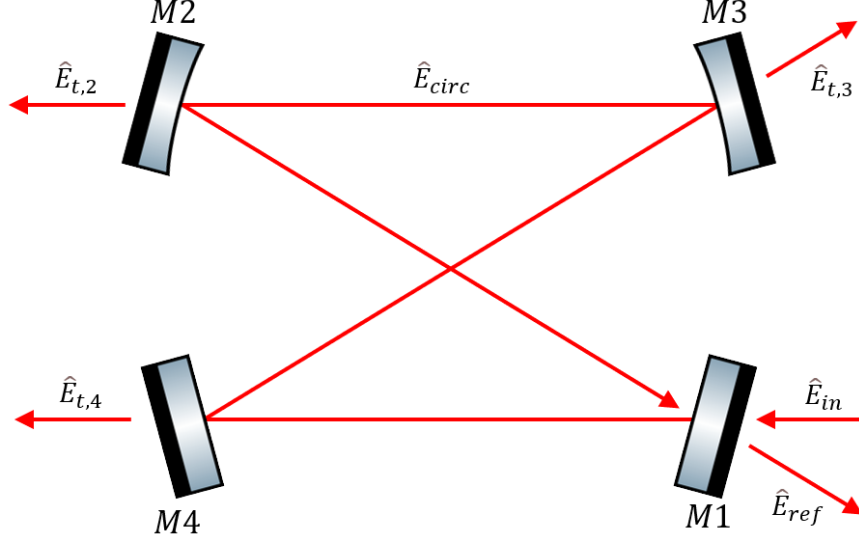


FIGURE 1.31 – Schéma représentant les champs électromagnétiques dans la cavité.

Pour les calculs suivants, nous faisons l'hypothèse que les champs et les coefficients des miroirs sont indépendants de la fréquence du laser. Les différents champs s'écrivent à la résonance de la manière suivante :

$$\hat{E}_{t,4}^m = it_4 \hat{E}_{circ}^m e^{-ikL_4} \quad (1.53)$$

$$\hat{E}_{t,3}^m = it_3 r_4 \hat{E}_{circ}^m e^{-ikL_3} \quad (1.54)$$

$$\hat{E}_{t,2}^m = it_2 r_4 r_3 \hat{E}_{circ}^m e^{-ikL_2} \quad (1.55)$$

$$\hat{E}_{ref}^m = it_1 r_2 r_3 r_4 \hat{E}_{circ}^m e^{-ikL_{opt}} + r_1 \hat{E}_{in}^m \quad (1.56)$$

$$\hat{E}_{circ}^m = it_1 \hat{E}_{in}^m + r_1 r_2 r_3 r_4 \hat{E}_{circ}^m e^{-ikL_{opt}} \quad (1.57)$$

Où le terme L_n constitue la longueur optique entre le miroir d'entrée dans la cavité M_1 et le n -ième miroir de la cavité et L_{opt} qui est la longueur totale de la cavité pour une boucle. $e^{-ikL_{opt}}$ représente le décalage en phase du champ à cause de sa propagation dans la cavité. L'équation 1.57 du champ circulant dans la cavité peut se réécrire sous la forme suivante :

$$\hat{E}_{circ}^m = \frac{it_1}{1 - r_1 r_2 r_3 r_4 e^{-ikL_{opt}}} \hat{E}_{in}^m \quad (1.58)$$

Cette équation décrit bien le champ circulant dans la cavité à l'aide des paramètres des miroirs et du champ incident. Cependant, comme on ne peut pas mesurer le champ

électromagnétique de façon simple avec des appareils de mesure, on va préférer mettre cette équation sous forme d'une équation sur les puissances. On utilisera le fait que la puissance est proportionnelle au module carré du champ, $P \propto |E|^2$, et cela nous donne :

$$P_{\text{circ}}^m(\nu_m) = P_{\text{in}}^m(\nu_0 - \nu_m) \frac{t_1^2}{(1 - r_1 r_2 r_3 r_4)^2 \left(1 + \frac{4r_1 r_2 r_3 r_4}{(1 - r_1 r_2 r_3 r_4)^2} \sin^2 \left(\frac{k L_{\text{opt}}}{2} \right) \right)} \quad (1.59)$$

Avec ν_m la fréquence de la raie m . Si on remplace dans cette équation les termes $r_1 r_2 r_3 r_4 = r$ et $k/2 = \pi \nu_m / v_\phi$, où v_ϕ est la vitesse de phase, on obtient la forme suivante pour la puissance :

$$P_{\text{circ}}^m(\nu_m) = P_{\text{in}}^m(\nu_0 - \nu_m) \frac{G_{\text{max}}}{1 + \mathcal{A}_{\left[\frac{4r}{(1-r)^2}\right]} \left(\pi \nu_m \frac{L_{\text{opt}}}{v_\phi} \right)} \quad (1.60)$$

Avec le gain maximal de la cavité :

$$G_{\text{max}} = \frac{t_1^2}{(1 - r)^2} \quad (1.61)$$

Et la fonction d'Airy :

$$\mathcal{A}_{\left[\frac{4r}{(1-r)^2}\right]} \left(\pi \nu_m \frac{L_{\text{opt}}}{v_\phi} \right) = \frac{4r}{(1 - r)^2} \sin^2 \left(\pi \nu_m \frac{L_{\text{opt}}}{v_\phi} \right) \quad (1.62)$$

On peut voir que cette fonction connaît un maximum, qui représente la puissance intra-cavité de la raie m , lorsque la fréquence ν_m de cette raie est égale à la fréquence de résonance dans la cavité telle que :

$$\nu_p = p \frac{v_\phi}{L_{\text{opt}}} = p \text{ISL}, p \in \mathbb{N} \quad (1.63)$$

1.3.2.4 Répartition des raies de fréquence

On définit l'ISL comme étant l'intervalle spectral libre de la cavité, qui correspond à la fréquence de révolution du faisceau dans la cavité. Celui-ci dépend donc de la longueur de la cavité mais aussi de la phase qui traduit une dépendance par rapport à l'indice optique du milieu, comme les miroirs de la cavité et même le vide. l'environnement autour de la cavité peut apporter des impuretés qui introduisent de la dispersion et qui donc changent potentiellement les fréquences de résonance de la cavité. On peut également voir grâce à l'équation 1.63 que l'inverse de l'ISL donne le temps d'un aller-retour dans la cavité Fabry-Perot. La condition de résonance du laser dans la cavité est à mettre en parallèle avec la CEP définie précédemment (cf. Section 1.2.1.4). Pour avoir un meilleur couplage du faisceau laser dans la cavité, lorsque les fréquences de répétition du laser F_{rep} et du mode fondamental de la cavité correspondent, il faut optimiser la CEP et la F_{rep} pour obtenir un meilleur couplage. La figure 1.32 ci-après montre les quatre cas possibles pour : une CEP et une F_{rep} désaccordées, seulement la F_{rep} accordée, seulement la CEP accordée, et enfin les deux accordées.

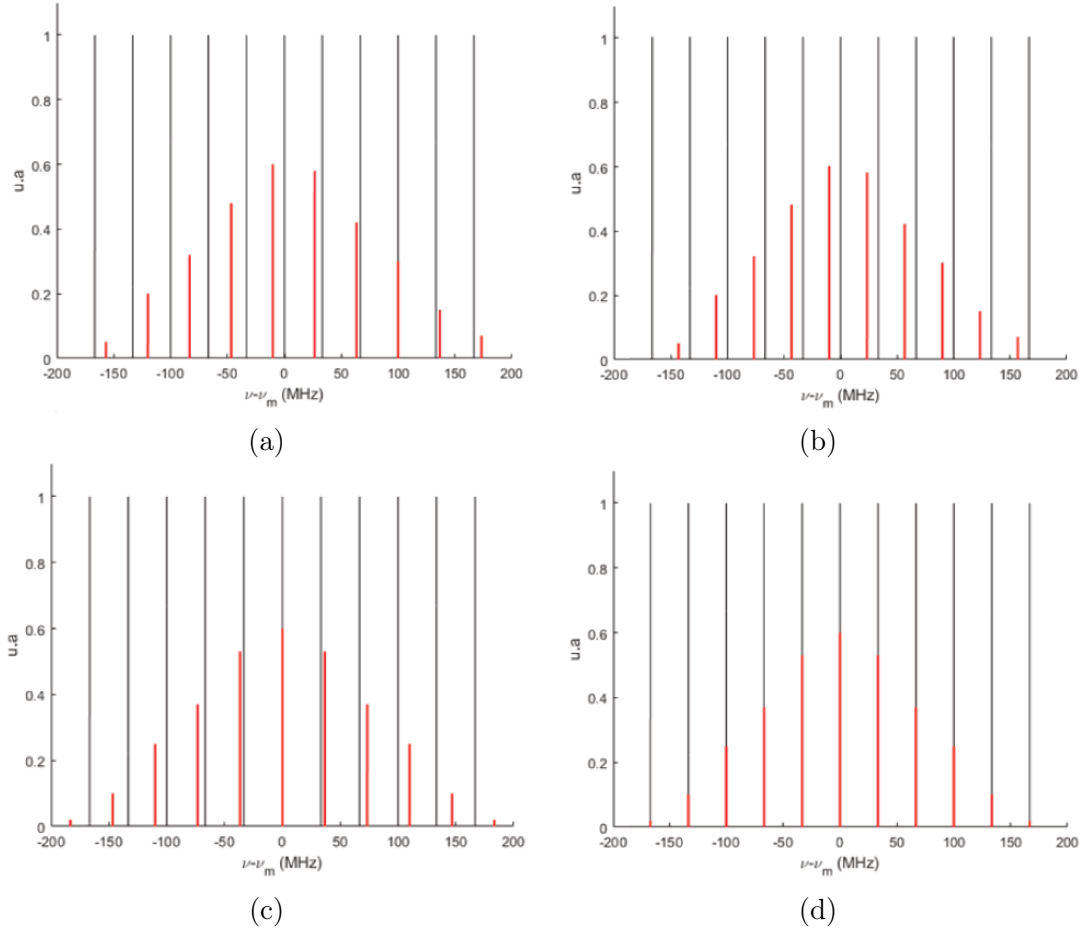


FIGURE 1.32 – Répartition des raies m de fréquence ν_m du champ électromagnétique d'une impulsion laser comparé au spectre optique d'une cavité Fabry-Perot ayant un ISL de 33,33 MHz. Le spectre de la cavité est représenté en noir et celui du champ électromagnétique d'une impulsion laser en rouge. (a) La F_{rep} et la CEP ne sont pas accordées. (b) Seule la F_{rep} est accordée. (c) Seule la CEP est accordée. (d) la F_{rep} et la CEP sont accordées. Tiré de la référence [92].

Pour un faisceau gaussien tel que décrit précédemment, on peut généraliser l'équation 1.63. Ainsi, cela donne :

$$\nu_p = \text{ISL} \left(p + \frac{\xi_x(L_{\text{opt}}) + \xi_y(L_{\text{opt}})}{2\pi} \right) \quad (1.64)$$

On rappelle ici que $\xi_x(L_{\text{opt}})$ est la phase de Gouy selon la direction tangentielle et $\xi_y(L_{\text{opt}})$ est la phase de Gouy selon la direction sagittale, dont l'expression est donnée par l'équation 1.47. Selon l'expression générale de l'équation 1.64, on remarque pour chaque mode longitudinal, c'est-à-dire avec des p différents, il y a toujours les mêmes modes transverse dépendants des couples m et n . Le schéma 1.33 suivant montre le mode fondamental avec les modes transverse autour.

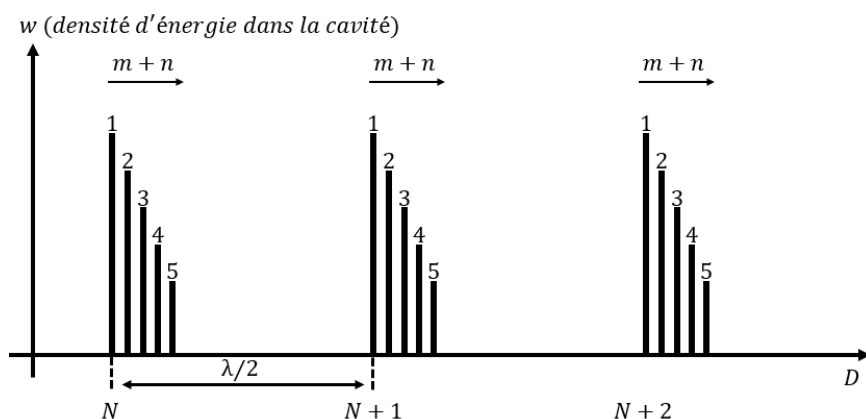


FIGURE 1.33 – Résonances du mode fondamental et des modes transverses dans une cavité à deux miroirs en fonction de la distance entre les miroirs. On peut observer les différentes résonances dues aux diverses valeurs prises par la somme $m+n$ à côté de chaque mode fondamental d'ordre N , $N+1$ et $N+2$.

Les modes transverses peuvent être dégénérés en fréquences. En effet, pour un couple m, n , les fréquences des modes transverse dont la somme $m+n$ est égale auront des fréquences très proches. Par exemple le mode TEM_{02} , le mode TEM_{11} et le mode TEM_{20} sont dégénérés en fréquence avec une fréquence de résonance très proche. De plus, entre les modes pairs $m+n = 2k, k \in \mathbb{N}$ et les modes impairs $m+n = 2k+1, k \in \mathbb{N}$, il y a une différence de résonance égale à $\lambda/2$, ce qui est utile lors de l'alignement de la cavité, pour discriminer les modes impairs.

1.3.2.5 Calcul de la finesse

On a vu dans la partie précédente l'expression donnant la puissance circulant dans la cavité Fabry-Perot, ainsi que le gain maximal que l'on peut avoir. Mais ce gain maximal théorique est souvent différent du gain réel de la cavité. Une des raisons à cela est que malgré le vide fait dans la cavité, il reste toujours de la pollution qui peut engendrer de la diffusion et donc des pertes supplémentaires. Pour pouvoir mesurer le gain maximal réel que l'on peut obtenir dans la cavité, une grandeur relative aux propriétés de la cavité a été définie, la finesse. Cette finesse permet de savoir quel est le gain maximal réel de la cavité. La courbe suivante en figure 1.34 montre la courbe de résonance d'une raie à l'intérieur de la cavité Fabry-Perot.

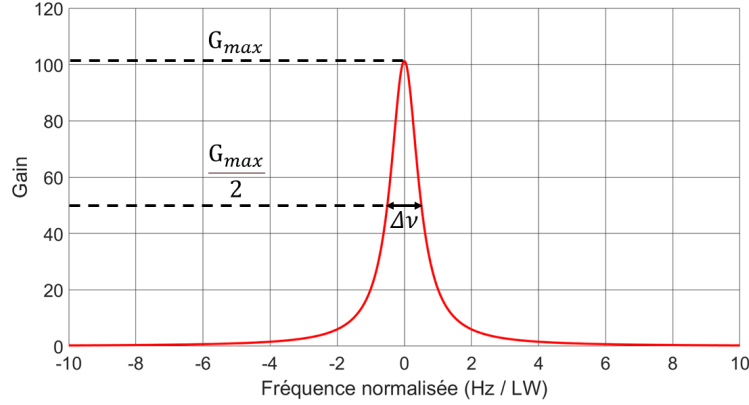


FIGURE 1.34 – Courbe représentant une raie résonant dans une cavité théorique de finesse $\mathcal{F} = 1000$.

On peut voir que cette résonance a une largeur à mi-hauteur (FWHM, Full Width at Half Maximum) $\Delta\nu$. Celle-ci correspond à la bande passante de la cavité, qui est le bruit maximal que la cavité peut accepter. Cette largeur à mi-hauteur est présente dans la relation reliant les champs à la puissance circulant dans la cavité. En prenant l'équation 1.60, on obtient la formule suivante :

$$P_{\text{circ}}^m \left(\nu_m + \frac{\Delta\nu}{2} \right) = P_{\text{in}}^m \left(\nu_0 - \nu_m - \frac{\Delta\nu}{2} \right) \frac{G_{\text{max}}}{2} \quad (1.65)$$

Grâce à cette formule, on obtient finalement l'expression de $\Delta\nu$:

$$\Delta\nu = \frac{v_\phi(1-r)}{L_{\text{opt}}(\pi\sqrt{r})} = \text{ISL} \frac{1-r}{\pi\sqrt{r}} \quad (1.66)$$

On peut donc introduire la finesse d'une cavité :

$$\mathcal{F} = \frac{\text{ISL}}{\Delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{r}}{1-r} \quad (1.67)$$

On peut voir que la bande-passante de la cavité est directement liée à la longueur de la cavité. En effet, plus la cavité Fabry-Perot est longue, plus la largeur de sa bande passante est étroite. Du fait que celle-ci fait office de filtre optique, le filtrage de la cavité sera d'autant plus important qu'elle est longue. La contrepartie à cela est que la résonance du faisceau laser dans la cavité ainsi que son asservissement vont être bien plus difficiles à réaliser. On observe également que de par sa définition, la finesse n'est reliée qu'aux coefficients de réflexion des miroirs de la cavité. On peut de plus relier le gain maximal et la finesse par la formule :

$$G_{\text{max}} = \frac{t_1^2 \mathcal{F}^2}{\pi^2 r} \quad (1.68)$$

Ainsi avec une mesure de la finesse et une mesure de la transmission du miroir d'entrée, qui prennent en compte les valeurs réels des miroirs ainsi que les effets qui

viennent perturber le faisceaux laser, il est possible d'avoir une bonne approximation du gain maximal que la cavité peut fournir.

1.3.2.6 Calcul du gain

Nous avons vu auparavant que les notions de gain maximal et gain maximal réel. Dans les faits il est impossible d'avoir un gain égal au gain maximal réel à cause de l'accord d'impédance (impedance matching). En conséquence, nous allons introduire le gain effectif de la cavité qui est fonction des pertes par diffusion des miroirs, de la puissance réfléchi et de la puissance initiale. Pour le calculer, nous allons poser le coefficient de réflexion de la cavité comme étant :

$$r_{\text{ref}}(\delta\nu) = r_1 - \frac{t_1^2 r_2 r_3 r_4 e^{-i\frac{\delta\nu}{\text{ISL}}}}{1 - r e^{-i\frac{\delta\nu}{\text{ISL}}}} \quad (1.69)$$

Grâce à cette expression, on peut tracer le module de la partie réelle du coefficient de réflexion qui représente l'intensité réfléchi ainsi que la partie imaginaire du coefficient de réflexion qui représente la phase du signal réfléchi. On peut voir leur représentation sur la figure 1.35. On remarque que lors de la résonance, c'est-à-dire lorsque $\delta\nu = 0$, l'intensité du signal réfléchi n'est pas nulle. Cela s'explique par le fait que dans le cas choisi où les valeurs des coefficients des miroirs sont pris tels que la cavité ait une finesse de 1000, il n'est pas possible d'atteindre une injection dans la cavité de 100%.

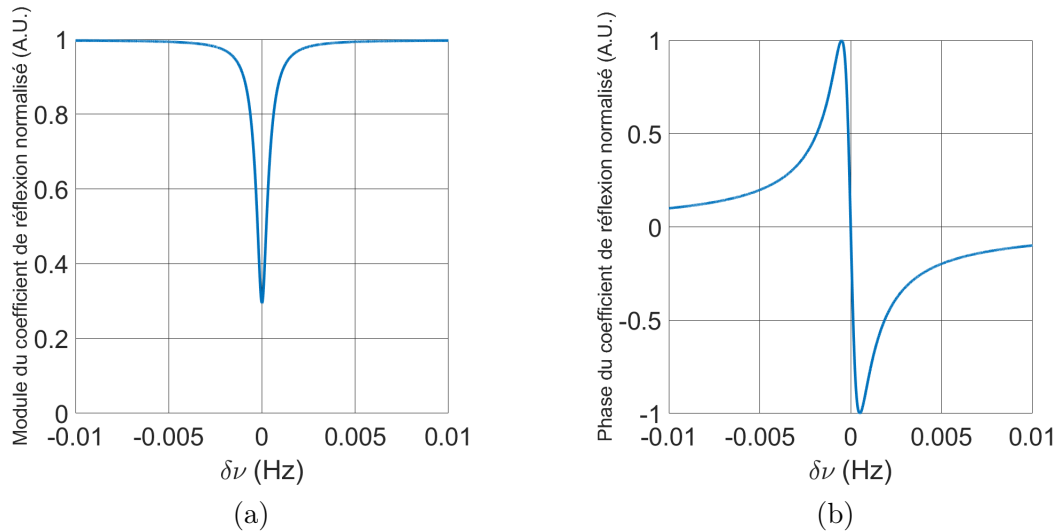


FIGURE 1.35 – Représentation du module et de la phase du coefficient de réflexion pour une cavité théorique de finesse $\mathcal{F} = 1000$. (a) Module du coefficient de réflexion représentant l'intensité. (b) Phase du coefficient de réflexion

Nous pouvons maintenant calculer le gain effectif de la cavité, que nous appellerons G_{eff} , et nous nous placerons dans le cas idéal où la dimension spatiale du faisceau laser en entrée de la cavité correspond à celle du mode fondamental de la cavité et où le faisceau est parfaitement aligné avec la cavité Fabry-Perot. Pour pouvoir calculer ce

gain effectif il faut commencer par calculer la relation entre la puissance réfléchie et la puissance initiale arrivant sur la cavité. Grâce à la conservation de la puissance, on a l'équation suivante :

$$P_{\text{in}} = P_{\text{ref}} + P_{\text{trans}} + P_{\text{A}} + P_{\text{D}} \quad (1.70)$$

Où P_{in} est la puissance initiale, P_{ref} est la puissance réfléchie par la cavité, P_{trans} est la puissance transmise par le premier miroir de la cavité, P_{A} est la puissance perdue à cause des pertes par absorption et P_{D} est la puissance perdue à cause des pertes par diffusion. On peut poser \mathcal{P} comme étant la somme des pertes liées à la diffusion, à l'absorption et à la transmission à l'intérieur de la cavité Fabry-Perot, et on peut écrire la relation suivante :

$$P_{\text{in}} = P_{\text{ref}} + P_{\text{cav}}\mathcal{P} \quad (1.71)$$

Avec P_{cav} la puissance circulant à l'intérieur de la cavité. Enfin, l'équation précédente peut s'écrire de la façon suivante :

$$G_{\text{eff}}\mathcal{P} = 1 - \frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{in}}} \quad (1.72)$$

Avec le terme G_{eff} qui est le gain effectif de la cavité et dont l'expression est :

$$G_{\text{eff}} = \frac{P_{\text{cav}}}{P_{\text{in}}} \quad (1.73)$$

Le gain effectif G_{eff} dépend donc de la puissance réfléchie sur le miroir d'entrée de la cavité par rapport à la puissance incidente, ainsi que des pertes dans la cavité qui sont directement liées aux coefficients des miroirs utilisés.

1.3.2.7 Sur-couplage et sous-couplage

Les notions de sur-couplage et de sous-couplage découlent directement des équations introduites précédemment. En effet, on définit le couplage optimal, opposé au sur-couplage et sous-couplage, comme étant le cas où le rapport entre la puissance réfléchie et la puissance initiale est nul, c'est-à-dire tel que :

$$\frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{in}}} = 0 \quad (1.74)$$

À ce couplage optimal est associée une unique valeur de T_1 qui est la transmission du miroir d'entrée de la cavité, en faisant l'hypothèse que tous les autres paramètres sont fixes. La figure 1.36 représente la finesse, le gain et le rapport des puissances réfléchie et incidente en fonction de T_1 .

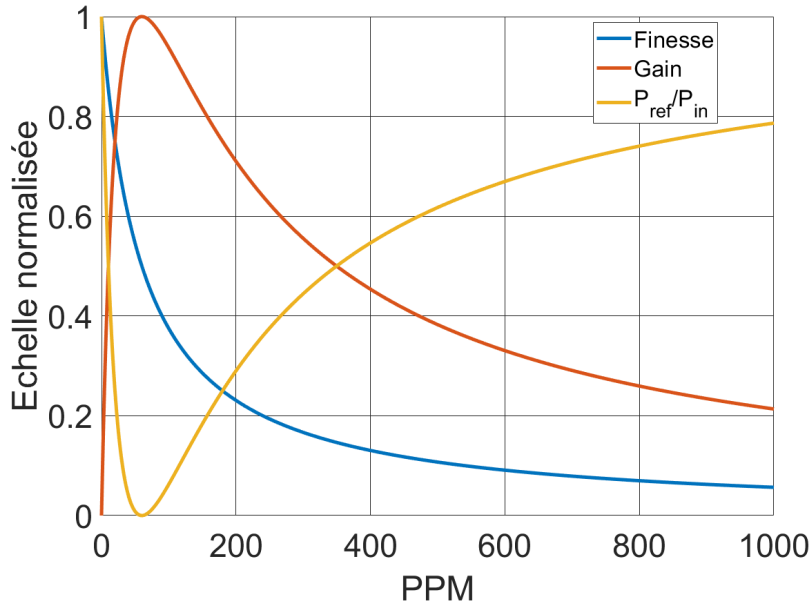


FIGURE 1.36 – Courbes représentant la finesse, le gain et le rapport de la puissance réfléchie et de la puissance incidente normalisés, en fonction de la transmission T_1 du miroir d'entrée d'une cavité.

Il y a sur cette figure plusieurs aspects remarquables. En premier lieu, intéressons nous à la courbe de finesse. On voit que celle-ci décroît quand la transmission du miroir d'entrée augmente. En effet, la finesse est inversement proportionnelle à la valeur de cette transmission. Cela signifie que la bande passante de la cavité augmente lorsque la transmission du miroir croît. Autrement dit, on réduit la sélectivité du filtre optique de la cavité. Cela peut s'avérer utile car plus la bande passante de la cavité est étroite, plus elle sera sensible au bruit et il sera d'autant plus difficile de maintenir le système d'asservissement. Dans un second temps, nous pouvons remarquer que la courbe du gain n'est pas monotone mais présente un maximum. Cela veut dire que pour une valeur précise de la transmission du miroir d'entrée, le gain sera maximisé. On peut donc en déduire qu'il existe un T_1^{opt} tel que :

$$G_{\text{eff}}\mathcal{P} = 1 \quad (1.75)$$

On remarque que la courbe de gain augmente fortement avant cette valeur T_1^{opt} . Dans cet intervalle, on dit que la cavité est en sous-couplage. Au-delà de la valeur T_1^{opt} , la courbe décroît de plus en plus lentement au fur et à mesure que l'on s'en éloigne. On dit alors que la cavité est en sur-couplage. Intuitivement, on aurait tendance à penser que la meilleure solution à envisager lors du choix des miroirs de la cavité est celle qui permet d'obtenir T_1^{opt} ou de s'en approcher le plus possible. Mais lorsque l'on regarde de plus près, si on choisit une valeur de T_1 tel que $T_1 \leq T_1^{\text{opt}}$, la variation de gain est beaucoup plus importante que si on choisit T_1 tel que $T_1 > T_1^{\text{opt}}$. En définitif, on choisit d'être en sur-couplage pour trois raisons. Premièrement, on cherche un gain réel le plus proche possible du gain théorique. Deuxièmement, on se place en sur-couplage par soucis de stabilité. Troisièmement, comme on utilise le signal en réflexion pour

l'asservissement, on choisit le sur-couplage pour que l'asservissement soit plus aisé à réaliser. La troisième courbe que l'on peut voir sur la figure est la courbe du rapport de la puissance réfléchie sur la puissance incidente. Elle est inversement proportionnelle au gain, ce qui nous permet de comprendre que lorsque le gain est maximal, c'est-à-dire lorsque $T_1 = T_1^{\text{opt}}$, le rapport de ces puissances est nul. Autrement dit, toute la puissance initiale passe dans la cavité, et la réflexion est nulle. Si nous avons vu précédemment que dans les faits, la réflexion ne pouvait être nulle, de par le fait que l'on se place en sur-couplage, celle-ci sera toujours présente. Cela implique qu'il n'y a qu'une partie de la puissance incidente qui servira à l'augmentation de la puissance intracavité.

Ces aspects sont importants à prendre en compte lors de la conception d'une cavité, car selon les miroirs choisis, le système d'asservissement sera plus ou moins difficile à mettre en oeuvre. En effet, comme la finesse est inversement proportionnelle à la bande passante, il faut que sa valeur ne soit pas trop élevée pour que l'asservissement puisse se faire. Le miroir d'entrée de la cavité conditionne donc la finesse, le gain et la bande passante de celle-ci, comme on vient de le souligner. Cela veut dire que pour le besoin des expériences, ce miroir est le seul qu'il faut changer si l'on veut une bande passante plus ou moins étroite, ce qui allège considérablement l'intervention, plutôt que de changer les quatre miroirs.

1.3.2.8 Autres types de couplage

D'autres types de couplage sont présents dans le système optique, qui peuvent détériorer le stockage de la puissance dans la cavité. Ceux-ci sont le couplage lié à l'alignement, le couplage lié à la polarisation, et le couplage lié à l'effet de CEP. On évoquera également le fait que l'on puisse se trouver sur une résonance secondaire plutôt que sur la résonance principale, ce qui implique que le gain maximal atteint dans ce cas-là n'est pas optimal. Le premier effet de couplage est donc l'alignement du faisceau sur l'axe de la cavité. Le faisceau peut être désaxé transversalement par rapport à l'axe de la cavité. Il peut y avoir également un angle entre l'axe optique de la cavité et celui du faisceau d'injection. Le positionnement du waist peut également ne pas se faire au bon endroit. Enfin, la taille du faisceau peut ne pas correspondre à celle attendue sur les miroirs de la cavité. Dans les quatre cas décrits, cela conduit à une perte de couplage entre le faisceau laser et le mode fondamental de la cavité Fabry-Perot. La figure 1.37 montre les quatre aspects d'un mauvais alignement du faisceau sur le mode fondamental de la cavité. Généralement, ces désalignements sont dus aux effets thermiques engendrés par la puissance moyenne stockée dans la cavité, ainsi qu'aux contraintes mécaniques appliquées sur toutes les pièces optiques de l'expérience. Pour pouvoir ajuster l'alignement du faisceau, il y a généralement plusieurs miroirs de renvoi que l'on peut régler. Le miroir le plus proche de la cavité, dit en champ lointain, sert à ajuster l'angle du faisceau laser, et le miroir le plus éloigné, dit en champ proche, sert à ajuster la position transverse du faisceau. Des lentilles sont ajoutées pour pouvoir ajuster la taille du waist, et la divergence du faisceau laser. Il est également possible d'ajouter des lentilles cylindriques, pour réduire l'astigmatisme et l'assymétrie du faisceau.

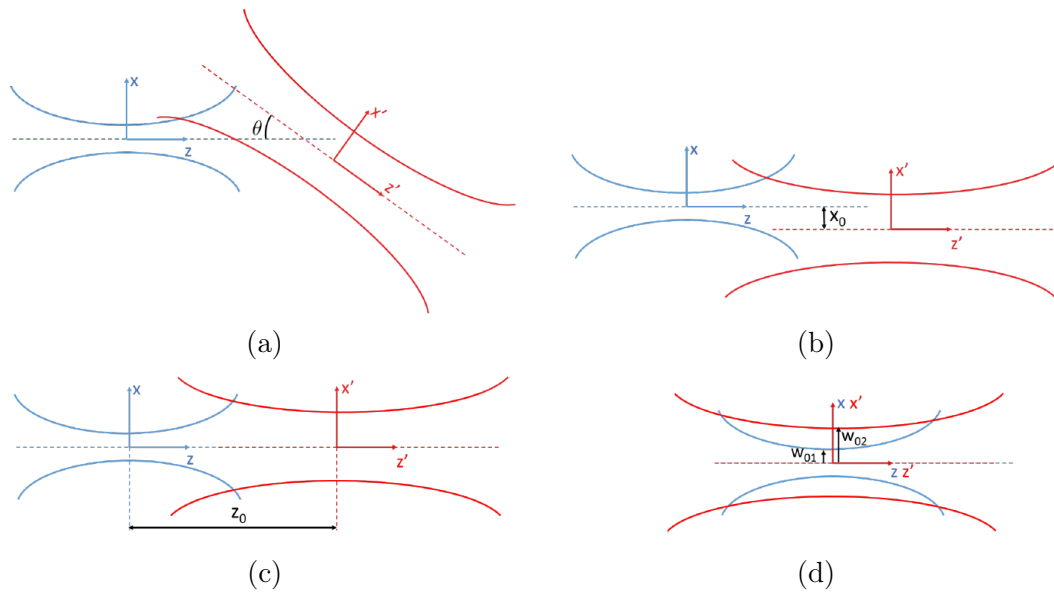


FIGURE 1.37 – Représentation de la variation de taille de faisceau w en fonction de z pour deux champs différents. (a) Les deux champs ont une taille de waist différente, une position des waists différente, sont désaxés transversalement et angulairement. (b) Le défaut angulaire a été corrigé. (c) L'entraxe a été annulé. (d) Les positions des waists sont confondues. Seul reste le défaut sur la taille des waists. Tiré de la référence [61].

Le deuxième effet pouvant mener à une perte de couplage est la polarisation, comme dit précédemment. La polarisation du mode fondamental d'une cavité Fabry-Perot planaire est linéaire, mais la perte de cette linéarité de l'état de polarisation du mode fondamental est très rapide dès lors qu'un angle, même faible, est introduit. Le mode fondamental d'une cavité réelle est donc très souvent elliptique. Les différentes couches du revêtement des miroirs, l'angle avec lequel le faisceau est réfléchi, ou bien encore les pièces optiques que le faisceau doit traverser peuvent induire un retard de phase sur l'un ou l'autre état de polarisation p ou s . Cela veut dire que si l'on essaie de trouver le maximum de couplage en polarisation en faisant tourner une lame demi-onde, il y aura très certainement deux maximum locaux différents avec un maximum global pour un état précis de polarisation. La figure 1.38 montre cet aspect de la polarisation, où la puissance a été mesurée en sortie de cavité en ayant fait une rotation de 2π à une lame demi-onde. Pour pouvoir ajuster la polarisation du faisceau laser que l'on veut injecter dans la cavité, on dispose généralement un couple de lames à retard de phase demi-onde et quart d'onde. La lame demi-onde sert à faire tourner d'un certain angle l'état de polarisation du faisceau entrant, tandis que la lame quart d'onde sert à passer d'un état linéaire à un état elliptique voire circulaire. La combinaison de ces deux lames permet donc de couvrir l'intégralité des états de polarisation, et de pouvoir les ajuster pour trouver celui qui correspond au mode fondamental de la cavité, pour obtenir le meilleur couplage possible en polarisation.

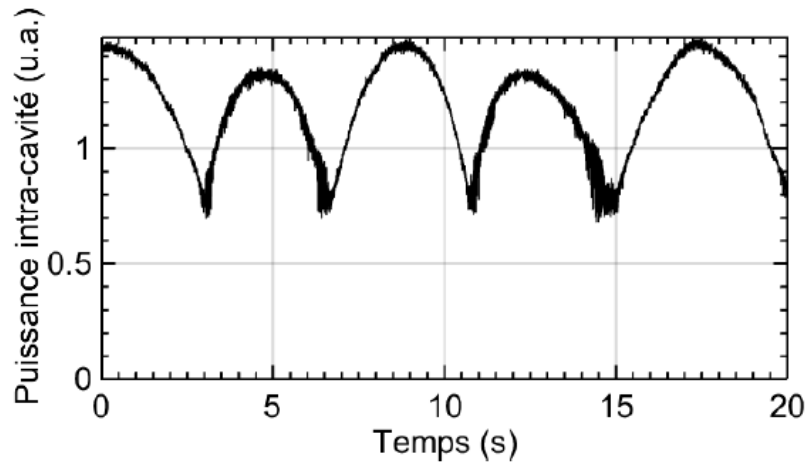


FIGURE 1.38 – Puissance transmise en fonction du temps pour un état de polarisation en injection de la cavité tournant au cours du temps, tirée de la référence [92].

Le troisième effet est un effet de différence de phase entre le signal et la porteuse, appelé effet de CEP. Plus la finesse d'une cavité Fabry-Perot augmente, plus elle devient sensible à cet effet de CEP et le couplage peut s'en trouver dégradé. La CEP peut être réglée en jouant sur les paramètres internes à la cavité laser, comme l'angle du fond de cavité ou l'ajout de lames wedges, ce qui va changer le chemin optique parcouru et par conséquent modifier la CEP.

1.3.3 Asservissement de la cavité

Lorsque la condition de résonance en boucle ouverte est satisfaite, on observe une montée en énergie dans la cavité due à l'empilement des impulsions incidentes avec celle circulant dans la cavité. Pour pouvoir faire cela, on cherche à ce que la fréquence du laser reste autour de l'ISL de la cavité. On utilise pour cela un composant piezo-électrique placé dans l'oscillateur laser et des moteurs sur les montures des miroirs de la cavité. En restant ainsi au plus proche de l'ISL de la cavité, on s'assure que le remplissage de celle-ci soit maximal et ne fluctue pas en fonction du temps. Nous devons donc savoir en temps réel de quelle façon il faut rétro-agir sur les miroirs de la cavité et cela est possible grâce à la mesure de la phase du signal réfléchi par la cavité. Cependant, il n'est pas possible de mesurer la phase d'un champ électromagnétique directement. C'est pourquoi le procédé utilisé est de générer un signal d'erreur qui permet de mesurer de façon indirecte cette phase. Il existe différents protocoles pour cela, mais nous allons décrire celui que j'ai utilisé pour les expériences menées durant cette thèse, qui est la méthode Pound-Drever-Hall, ou PDH [93][94]. Cette méthode consiste à moduler en fréquence la phase du champ incident, ce qui a pour effet de générer des ondes de fréquences différentes qui vont interférer avec le signal présent dans la cavité. Ces interférences produisent un terme de battement dont on peut extraire la phase du signal réfléchi. Nous allons voir maintenant les expressions des champs incident et réfléchi où cette modulation est ajoutée. Commençons par le champ incident. Celui-ci peut s'écrire de la façon suivante en utilisant la relation de Jacobi-Anger :

$$E_{\text{in}} = E_0 e^{i(\omega t + \xi \sin(\Omega t))} \quad (1.76)$$

Que l'on peut réécrire de façon suivante après avoir développé en série de Bessel :

$$E_{\text{in}} = E_0 \left(J_0(\xi) e^{i\omega t} + \sum_{n=1}^{\infty} J_n(\xi) (e^{i(\omega+n\Omega)t} + (-1)^n e^{i(\omega-n\Omega)t}) \right) \quad (1.77)$$

Avec ω qui est la fréquence de la porteuse, Ω qui est la fréquence de modulation, ξ qui est la profondeur de modulation. Les fonctions $J_n(\xi)$ sont les fonctions de Bessel d'ordre n . On peut voir d'après cette expression que grâce à la modulation de phase, on fait apparaître des bandes latérales autour de la raie centrale à une fréquence $\omega \pm n\Omega$. En fonction de la profondeur de modulation ξ les bandes latérales sont plus ou moins importantes, ce qui permet de limiter l'ordre des fonctions de Bessel de l'expression. Dans les expériences menées dans cette thèse ainsi que dans beaucoup d'autres cas, on ne garde que l'ordre 1 car la profondeur de modulation est relativement faible. Cela donne l'expression suivante pour le champ incident :

$$E_{\text{in}} = E_0 \left(J_0(\xi) e^{i\omega t} + J_1(\xi) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\xi) e^{i(\omega-\Omega)t} \right) \quad (1.78)$$

Maintenant que le champ incident est établi, passons au champ réfléchi. Pour cela, nous avons besoin du coefficient de réflexion que nous avons défini dans l'équation 1.69 et que nous allons réécrire sous une forme plus adaptée :

$$r_{\text{ref}}(\omega) = r_1 - \frac{t_1^2 r_2 r_3 r_4 e^{-i \frac{\omega}{\text{ISL}}}}{1 - r e^{-i \frac{\omega}{\text{ISL}}}} \quad (1.79)$$

Ce coefficient de réflexion est utilisé dans l'expression du champ réfléchi par la cavité auquel une modulation est ajoutée :

$$E_{\text{ref}} = E_0 \left(r_{\text{ref}}(\omega) J_0(\xi) e^{i\omega t} + r_{\text{ref}}(\omega + \Omega) J_1(\xi) e^{i(\omega+\Omega)t} - r_{\text{ref}}(\omega - \Omega) J_1(\xi) e^{i(\omega-\Omega)t} \right) \quad (1.80)$$

Lorsque l'on prend des mesures à la photodiode, on mesure la puissance reçue, c'est-à-dire le module carré du champ. Cela veut dire que la puissance réfléchie par la cavité est donnée par :

$$P_{\text{ref}} = |E_{\text{ref}}|^2 \simeq P_c |r_{\text{ref}}(\omega)|^2 + P_s (|r_{\text{ref}}(\omega + \Omega)|^2 + |r_{\text{ref}}(\omega - \Omega)|^2) + 2\sqrt{P_c P_s} (\Re(\Delta r_{\text{ref}}(\omega, \Omega)) \cos(\Omega t) + \Im(\Delta r_{\text{ref}}(\omega, \Omega)) \sin(\Omega t)) \quad (1.81)$$

Où P_s correspond à la puissance relative aux bandes latérales et P_c correspond à la puissance relative à la porteuse. Le terme $\Delta r_{\text{ref}}(\omega, \Omega)$ est défini de la façon suivante :

$$\Delta r_{\text{ref}}(\omega, \Omega) = r_{\text{ref}}(\omega) r_{\text{ref}}^*(\omega + \Omega) - r_{\text{ref}}^*(\omega) r_{\text{ref}}(\omega - \Omega) \quad (1.82)$$

En prenant ici en compte que le coefficient t_1 est proche de zéro et que les coefficients r_1 , r_2 , r_3 , et r_4 soient proche de un, on peut réécrire avec des approximations la puissance réfléchie de la cavité :

$$P_{\text{ref}} \approx P_c |r_{\text{ref}}(\omega)|^2 + 2P_s - 4\sqrt{P_c P_s} \Delta r_{\text{ref}}(\omega, \Omega) \sin(\Omega t) \quad (1.83)$$

Cela donne une information sur la partie imaginaire de la porteuse via le signal réfléchi par la cavité, grâce au terme $\Delta r_{\text{ref}}(\omega, \Omega)$. On observe un changement de signe de cette partie imaginaire lorsque celle-ci passe par la résonance. Grâce à un processus de démodulation, il est possible de retrouver cette information sur la porteuse. Pour cette démodulation, on utilise un mixeur qui vient mixer le signal réfléchi et un signal sinusoïdal de démodulation. La pulsation de ce signal sera Ω_d et cela donne :

$$\sin(\Omega t) \sin(\Omega_d t) = \frac{1}{2} (\cos((\Omega - \Omega_d)t) - \cos((\Omega + \Omega_d)t)) \quad (1.84)$$

On voit ici apparaître deux ondes de fréquence différentes ($\Omega - \Omega_d$) et ($\Omega + \Omega_d$) en sortie du mixeur. En choisissant $\Omega_d = \Omega$, l'équation de la puissance réfléchie démodulée devient donc :

$$P_{\text{ref}} \sin(\Omega t) \approx (P_c |r_{\text{ref}}(\omega)|^2 + 2P_s) \sin(\Omega t) + 2\sqrt{P_c P_s} \Delta r_{\text{ref}}(\omega, \Omega) \cos(2\Omega t) - 2\sqrt{P_c P_s} \Delta r_{\text{ref}}(\omega, \Omega) \quad (1.85)$$

En utilisant un filtre basse-bas après le mixeur, on supprime les composantes hautes fréquences du signal, ce qui donne en sortie de ce filtre un signal qui est le signal d'erreur PDH :

$$\varepsilon_{PDH} = 2\sqrt{P_c P_s} \Delta r_{\text{ref}}(\omega, \Omega) \quad (1.86)$$

Enfin, en utilisant un correcteur Proportionnel, Intégral, Dérivé (PID), il est possible d'asservir le laser sur la cavité.

1.3.4 Cavité remplie par rafales d'impulsions

Deux architectures composent en majorité les sources Compton en activité ou en développement : un Linac additionné à un faisceau laser contrapropagatif [95] [96] [97] [98] [99] [100] [101] [102] [103], ou un anneau de stockage additionné à un résonateur optique [104] [105] [34] [106] [107]. Mais cette dernière architecture est généralement chère et compliquée à mettre en oeuvre. C'est pourquoi l'idée de produire ces rayons X avec seulement un Linac et un faisceau laser amplifié dans une cavité Fabry-Perot paraît être une bonne proposition pour pallier ces problèmes [108] [1] [109] [110]. Dans le cadre de cette thèse, le faisceau laser injecté dans la cavité est un faisceau de rafales d'impulsions. L'idée est de ne stocker les impulsions dans la cavité que lorsque celles-ci sont utiles. En effet, les paquets d'électrons permettant la création de rayons X par diffusion Compton inverse sont produits par un LINAC. Celui-ci produit des trains de paquets d'électrons. Les trains sont espacés de quelques millisecondes. Il est donc inutile de stocker les impulsions dans la cavité quand il n'y a pas d'électrons. Un stockage d'impulsions en mode rafale plutôt qu'en mode continu permet donc de perdre moins d'énergie. De plus, cela permet de diminuer la puissance moyenne stockée, réduisant ainsi les problèmes thermiques. De ce fait, on peut augmenter l'énergie par impulsion

à la limite du seuil de dommage des miroirs et produire ainsi plus de rayons X. Je vais décrire le formalisme de ce mode de remplissage de la cavité par rafales d'impulsions, ainsi que son optimisation.

Dans un premier temps, prenons un faisceau laser constitué de rafales d'impulsions avec N_p impulsions par rafales. Une partie de ces impulsions, notée N_0 entre dans la cavité. Une fois cette partie entrée dans la cavité, un train d'électrons de même fréquence de répétition que le laser et composé de N_e paquets d'électrons entre dans la cavité pour interagir avec les impulsions déjà stockées. L'énergie totale effective dans la cavité lors de cette interaction est notée \mathcal{E}_{tot} . La figure 1.39 montre le graphique du remplissage de la cavité en mode rafale et de l'interaction avec le faisceau d'électrons.

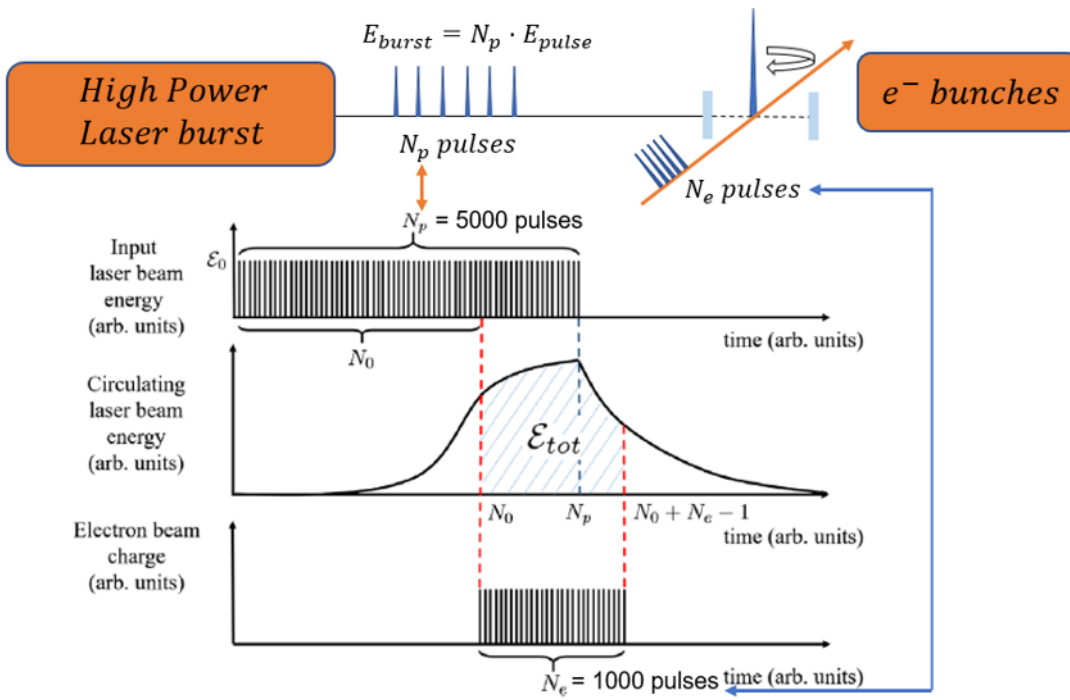


FIGURE 1.39 – Graphique du remplissage de la cavité en mode rafale et de l'interaction avec le faisceau d'électrons.

Le but est d'avoir le meilleur flux de rayons X produits. Le nombre de rayons X obtenu après l'interaction avec la k -ième impulsion est :

$$N_X(k) = \frac{Q\mathcal{E}_k}{2\pi e h \nu} \Gamma \sigma \quad (1.87)$$

Avec :

$$\Gamma = \frac{\cos\left(\frac{\phi}{2}\right)}{\sqrt{\sigma_{y_l}^2 + \sigma_{y_e}^2} \sqrt{(\sigma_{x_l}^2 + \sigma_{x_e}^2) \cos^2\left(\frac{\phi}{2}\right) + (\sigma_{z_l}^2 + \sigma_{z_e}^2) \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)}} \quad (1.88)$$

Où Q est la charge d'un paquet d'électron, \mathcal{E}_k l'énergie de la k -ième impulsions, e est la charge élémentaire, ν est la fréquence optique du laser, h est la constante de

Planck et σ la section efficace Compton. D'après le graphe de la figure 1.39, le nombre de rayons X produits lors de l'interaction des électrons et des impulsions d'une rafale complète est :

$$N_{tot} \approx \sum_{k=N_0}^{N_0+N_e-1} N_X(k) \approx \frac{Q\mathcal{E}_{tot}}{2\pi eh\nu} \Gamma\sigma \quad (1.89)$$

Pour maximiser cette valeur, il faut maximiser l'énergie \mathcal{E}_{tot} , ce qui veut dire que la cavité doit atteindre un régime permanent. Cela va induire des problèmes thermiques et potentiellement provoquer des dommages aux miroirs, en plus de consommer de l'énergie inutile. Finalement, on veut maximiser le rapport N_{tot}/N_p pour avoir le maximum de rayons X en minimisant le nombre d'impulsions entrantes. Ce rapport peut s'écrire de la façon suivante :

$$\frac{N_{tot}}{N_p} = \epsilon \frac{Q\mathcal{E}_0}{2\pi eh\nu} \Gamma\sigma \quad (1.90)$$

Avec :

$$\epsilon = \frac{\mathcal{E}_{tot}}{\mathcal{E}_0 N_p} \quad (1.91)$$

Où \mathcal{E}_0 est l'énergie d'une impulsion laser injectée dans la cavité. Pour maximiser ϵ qui est le gain effectif du système et qui dépend des quatre paramètres N_e , N_p , N_0 et T_1 qui est la valeur de transmission du miroir d'entrée, il faut résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial \epsilon}{\partial N_e} = 0 \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial N_p} = 0 \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial N_0} = 0 \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial T_1} = 0 \end{cases} \quad (1.92)$$

On se place dans le cas $N_0 < N_p < N_0 + N_e - 1$ et on obtient :

$$N_0^{opt}(N_e, N_p, r, T_1) = \frac{1}{\ln(r)} \ln \left(\frac{1}{2\mathcal{R} \ln(r)} \left(1 - \sqrt{1 + 2\mathcal{R}(1-r)} \right) \right) \quad (1.93)$$

Avec :

$$\mathcal{R} = \frac{r^{2N_p} - r^{2N_e} (1 - r^{N_p})^2}{r^{2N_p} (1+r) \ln(r)} \quad (1.94)$$

En injectant N_0^{opt} dans l'équation 1.92, on obtient T_1^{opt} dont la solution n'est pas obtainable analytiquement. Il faut pour cela faire une étude numérique en fixant les paramètres N_p , N_e ainsi que la valeur des coefficients de réflexion des miroirs r_2 , r_3 et r_4 . Cette étude a été réalisée dans la thèse de Pierre Favier [61] et ne sera pas décrite ici.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit le contexte dans lequel s'inscrit ce travail de thèse ainsi que son cadre théorique. L'historique des rayons X a été abordé et leurs différentes applications expliquées. Nous avons pu ainsi observer l'évolution des machines produisant des rayons X depuis le tube de Crookes jusqu'aux synchrotrons, et comprendre l'enjeu qui a mené au développement des sources Compton. Nous avons vu comment un oscillateur laser pouvait générer des impulsions laser grâce au milieu amplificateur, et les différentes façons d'obtenir le verrouillage de mode permettant d'avoir des impulsions ultra-brèves. Nous avons décrit les propriétés du champ électromagnétique de ces impulsions, puis nous avons vu comment les amplifier grâce à l'amplification par dérive de fréquence. Les éléments optiques tels que l'AOM et l'EOM ont été décrits afin de comprendre leur utilisation dans notre système. Pour comprendre le fonctionnement d'une cavité Fabry-Perot, nous avons posé la théorie. Dans un premier temps, nous avons décrit le mode fondamental de la cavité, puis nous avons étendu cette description aux modes d'ordre supérieurs. Les paramètres permettant de caractériser une cavité Fabry-Perot ont également été théorisés, comme le critère de stabilité, les caractéristiques des miroirs, le calcul de la finesse ou du gain. Les différents types de couplage du mode du faisceau avec celui de la cavité ont été exposés, avec dans un premier temps les aspects de sur-couplage et sous-couplage, et dans un deuxième temps le désalignement ou la polarisation. Après cela, nous avons vu la théorie de la méthode PDH qui permet d'asservir l'oscillateur laser sur la cavité Fabry-Perot. Enfin, nous avons posé la théorie de la dynamique de remplissage d'une cavité avec des rafales d'impulsions, ce qui est l'objet de cette étude.

Chapitre 2

Montage expérimental

Introduction

La machine finale dans laquelle s'inscrit la cavité sur laquelle les expériences menées durant cette thèse sont réalisées a pour but, à terme, la production de rayons X par diffusion Compton inverse (Inverse Compton Scattering, ICS). Pour cela, une des grandes étapes est de stocker dans une cavité Fabry-Perot des impulsions laser picosecondes pour augmenter l'énergie utile à la diffusion Compton. Cette étape importante sera l'objet de cette thèse. La figure 2.1 représente le schéma de principe du montage expérimental utilisé pour injecter les impulsions dans la cavité. Ce montage peut être divisé en 3 grandes parties qui sont le système Laser, le système optique et le système d'asservissement. Le système optique peut lui-même être divisé en deux parties qui sont les optiques d'injection et la cavité Fabry-Perot "minicav". Le système Laser génère les impulsions et les amplifie. Une partie du train d'impulsions généré va être mis en forme temporellement et amplifié pour obtenir des rafales d'impulsions, que l'on veut stocker dans la cavité. L'autre partie du train d'impulsion sera mise en forme temporellement et amplifiée pour obtenir un train d'impulsions adapté à l'asservissement de l'oscillateur présent dans le système Laser sur la cavité. Dans la partie optique, les optiques d'injection servent à mettre en forme spatialement le faisceau laser, ainsi que sa polarisation. Cet ajustement en polarisation est important ici car les deux faisceaux provenant de deux différents amplificateurs entrent dans la cavité colinéairement, sur le même chemin optique. Ce moyen de les combiner en polarisation permet de séparer les faisceaux superposés. Mais si la polarisation de chaque faisceau n'est pas bien ajustée, les faisceaux ne pourraient pas être séparés correctement et cela pourrait perturber l'asservissement. La partie cavité est constituée de la cavité F-P qui permet de stocker les rafales d'impulsions injectées, ce qui va avoir comme effet l'obtention d'une énergie importante dans la cavité. La partie asservissement sert quant à elle à maintenir la cavité de l'oscillateur stable et correspondant à la cavité F-P pour optimiser le stockage des rafales d'impulsions. Ce processus permet d'optimiser le stockage d'énergie dans la cavité, ce qui permettra par la suite une production de rayon X plus importante. Je vais expliquer plus en détail chacune de ces parties dans la suite de ce chapitre.

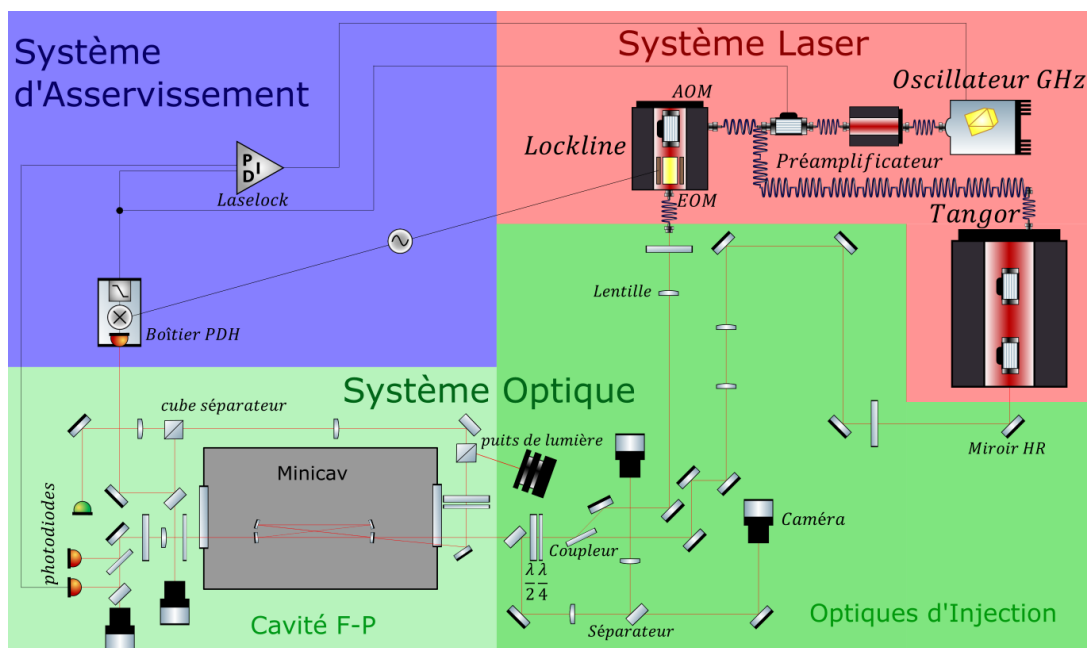


FIGURE 2.1 – Schéma de principe du montage expérimental servant à injecter les rafales d'impulsions dans la cavité.

2.1 Le système laser

Le système laser comporte tous les modules permettant de générer les impulsions laser, de les amplifier, et de les mettre en forme temporellement. En premier lieu, un oscillateur génère les impulsions laser. En sortie de l'oscillateur vient directement un préamplificateur qui amplifie une première fois le train d'impulsions. Un modulateur acousto-optique (Acousto-Optique Modulator, AOM) est ensuite placé dans le montage optique et permet de réduire les bruits hautes fréquences tels que certains bruits mécaniques de composants présents dans l'oscillateur (cf. Section 3.3.1.1). Après cela, le signal est divisé en deux. Une partie injecte l'amplificateur Tangor, qui va mettre en forme temporellement le train d'impulsion sous forme de rafales et amplifier ces rafales d'impulsions pour les injecter dans la cavité (cf. Section 2.1.3). L'autre partie du signal est injecté dans l'amplificateur Lockline, dont le signal sortant est un train continu d'impulsions amplifié et modulé permettant d'asservir l'oscillateur sur la cavité (cf. Section 2.1.2).

2.1.1 L'oscillateur GHz

Pour produire les impulsions laser, j'ai utilisé un oscillateur préalablement conçu par Guillaume Bonamis [111]. Ce dernier délivre des impulsions picosecondes à une fréquence de répétition proche du GHz. Ces impulsions sont obtenues grâce au régime laser appelé "mode-lock", qui permet de produire des impulsions laser par verrouillage de mode (cf. Section 1.2.1.2). Le spectre et l'énergie des impulsions générées doivent être compatibles avec les caractéristiques d'entrée du système amplificateur. De plus, certains paramètres comme la fréquence de répétition F_{rep} de l'oscillateur et la CEP

doivent être ajustés pour pouvoir injecter les rafales d'impulsions dans la cavité (cf. Section 3.2). Par la suite, je nommerai cet oscillateur "oscillateur GHz".

2.1.1.1 Description

Le schéma interne de l'oscillateur GHz (cf. Figure 2.2) est divisé en trois parties différentes : Une partie associée à la cavité optique GHz, une partie à l'injection du signal de pompe dans cette cavité, et une partie au couplage du faisceau de sortie de la cavité dans une fibre monomode.

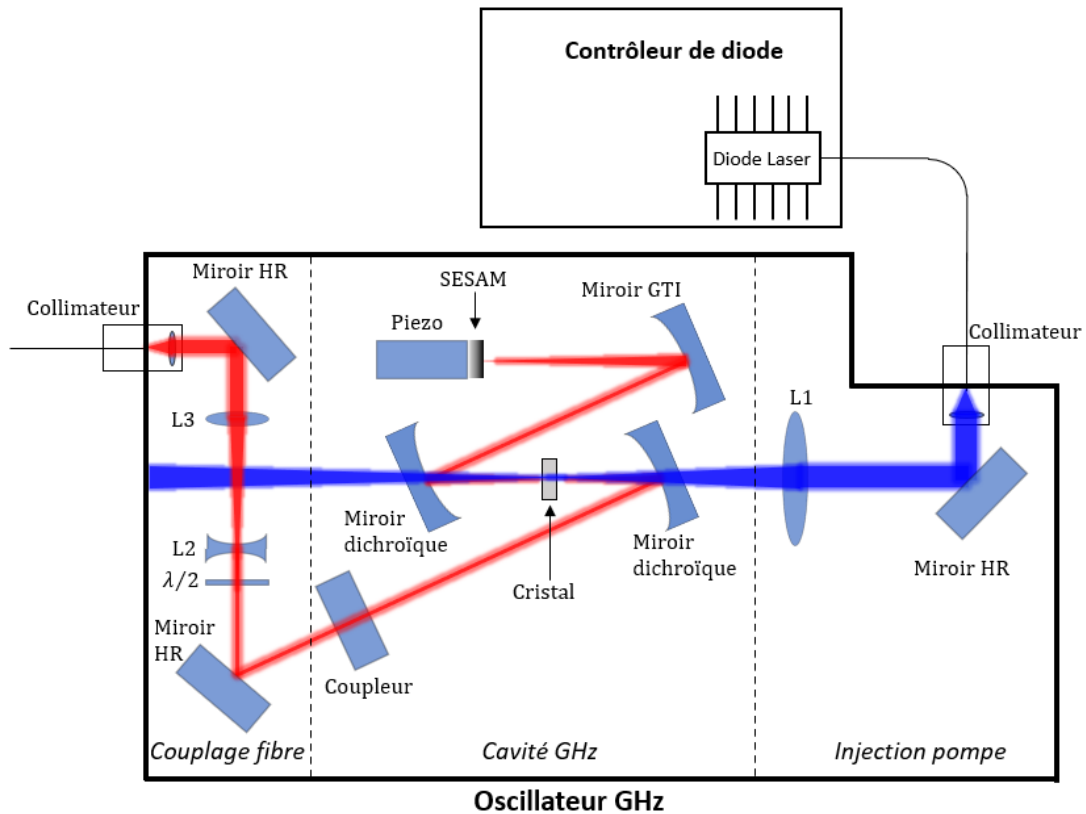


FIGURE 2.2 – Schéma de l'oscillateur GHz

La cavité de l'oscillateur GHz est composée de deux miroirs dichroïques plan-concaves¹, d'un miroir interférométrique de Gires-Tournois (Gires-Tournois Interferometer, GTI), d'un absorbant saturable (SESAM) fixé sur un composant piezo-électrique qui fait office de fond de cavité, d'un milieu amplificateur et d'un coupleur partiellement réfléchissant faisant office de deuxième fond de cavité. Le milieu amplificateur de l'oscillateur GHz est un cristal $Yb^{3+} : KY(WO_4)_2$ qui est un cristal de la famille des tungstates. Sa bande d'émission dans le proche infrarouge est large et sa section efficace d'absorption est importante, ce qui en fait un bon candidat pour être un milieu actif dans ce domaine de longueur d'onde. L'intérêt de ce matériau pour la production d'impulsions dans l'infrarouge est décrit plus en détail par N.V. Kuleshov [112]. Le cristal

1. Les miroirs dichroïques présentés ici séparent le faisceau selon la longueur d'onde.

qui est utilisé dans cet oscillateur a une épaisseur $e_{\text{cristal}} = 0,6$ mm et un pourcentage atomique d'ions Yb^{3+} de 10 %. Comme le faisceau de pompe et le faisceau laser traversent le cristal, un traitement anti-reflet pour des longueurs d'onde comprises entre $\lambda_{\text{min}} = 980$ nm et $\lambda_{\text{max}} = 1080$ nm doit être appliqué sur ses deux faces. Pour pomper le cristal de l'oscillateur GHz, une diode laser de longueur d'onde $\lambda_{\text{diode}} = 981$ nm est utilisée. Le faisceau délivré par cette diode entre dans l'oscillateur via une fibre à maintien de polarisation (Polarization Maintain, PM) connectée à un collimateur. Le faisceau en espace libre est réfléchi par un premier miroir à haute réflectivité (High Reflectivity, HR) permettant de le positionner sur l'axe optique de la cavité GHz. Il est ensuite focalisé dans le cristal grâce à une lentille biconvexe de focale $F = 60$ mm. Le faisceau traverse ensuite un miroir dichroïque ($T \sim 1$ pour $\lambda_{\text{pompe}} = 981$ nm) et atteint le cristal. Le cristal ainsi pompé émet un faisceau laser de longueur d'onde $\lambda_{\text{laser}} = 1030$ nm. Le reste du faisceau de pompe traverse le deuxième miroir dichroïque situé après le cristal et est stoppé par le boîtier de l'oscillateur. Le faisceau laser émis par le cristal est quant à lui réfléchi par ce deuxième miroir dichroïque ($R \sim 1$ pour $\lambda_{\text{pompe}} = 1030$ nm) pour être envoyé sur le miroir GTI. Celui-ci introduit une dispersion de $D = -550$ fs² qui compense celle induite par le cristal. Un SESAM et un coupleur 1 % ($R = 0,99$ et $T = 0,01$) font office de fond de cavité, ce qui permet d'avoir dans la cavité GHz la circulation d'un soliton stable (cf. Section 1.2.1.3). Le premier fond de cavité (SESAM) est fixé sur un composant piezo-électrique, ce dernier servant au réglage fin de la fréquence de répétition de la cavité de l'oscillateur. Le faisceau laser est transmis par le coupleur 1 %. Grâce à deux miroirs HR, le faisceau est injecté dans une fibre optique PM par le biais d'un collimateur. Pour optimiser l'injection dans cette fibre, la lentille de collimation du collimateur de sortie est mobile pour que le point de focalisation soit correctement positionné sur le coeur de la fibre. Les lentilles L2 et L3 forment un télescope permettant d'agrandir la taille du faisceau pour que celle-ci corresponde, après avoir traversé la lentille de collimation, à l'ouverture numérique (Numerical Aperture, NA) de la fibre. La puissance moyenne en sortie de cavité GHz (après le coupleur 1 %) est de $P_{\text{out}} = 40$ mW, pour une puissance de pompe $P_{\text{pompe}} = 500$ mW. La mécanique implémentée dans l'oscillateur permet d'obtenir un couplage dans la fibre d'environ 30%, soit une puissance $P_{\text{fibre}} \approx 12$ mW. La figure 2.3 présente une mesure du spectre de l'oscillateur GHz. On peut voir que le spectre obtenu est d'une largeur à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum, FWHM) $l_{\text{spectre}} \simeq 6$ nm, ce qui en fait un spectre relativement large.

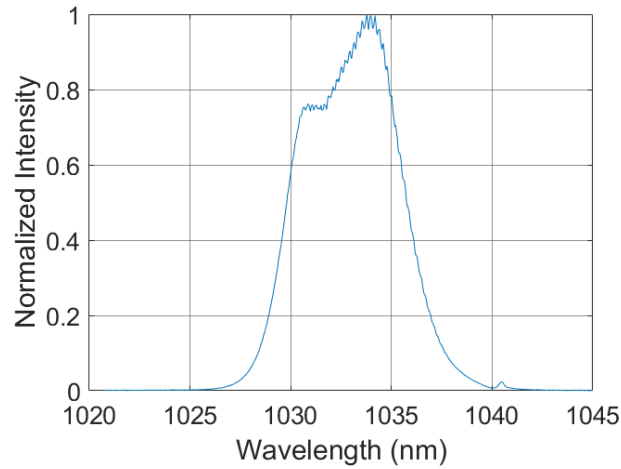


FIGURE 2.3 – Spectre de l'oscillateur GHz

La figure 2.4 montre une mesure du train d'impulsion de l'oscillateur GHz ainsi qu'une mesure de sa fréquence centrale. Le train d'impulsion a été mesuré avec un oscilloscope ayant une bande passante de 4 GHz, grâce à une photodiode ayant une bande passante 5 GHz. On obtient une fréquence de répétition $F_{\text{rep}} = 879$ MHz ce qui correspond à une période $T_{\text{rep}} = 1,14$ ns entre chaque impulsion laser.

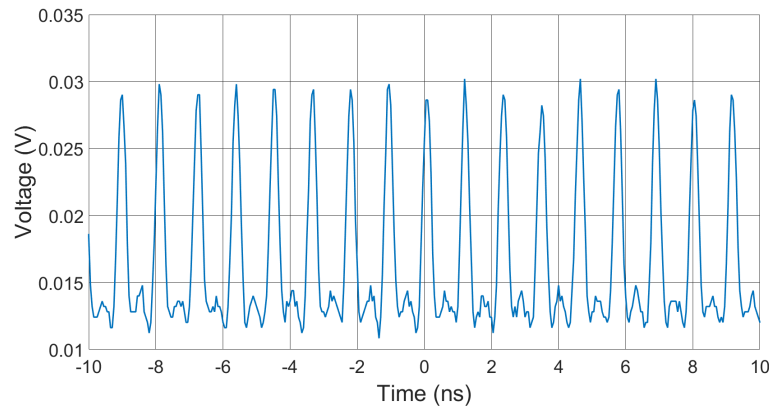


FIGURE 2.4 – Train d'impulsion de l'oscillateur GHz.

Pour que l'électronique du système d'amplification puisse interpréter le signal envoyé par l'oscillateur GHz, il faut diminuer la fréquence de ce signal. Pour cela, une partie du signal est récupéré à l'aide d'un coupleur 95/5 et est envoyé sur une photodiode de bande passante 5 GHz. Le signal délivré par celle-ci est envoyé dans 2 amplificateurs RF puis dans un diviseur de cadence programmable (Programmable Frequency Divider, PFD) qui va renvoyer un signal carré à plus faible fréquence. Ce signal a une tension-crête $V_{\text{crête}} = 3,3$ V et une fréquence $F_{\text{out}} = F_{\text{rep}}/N = 36,67$ MHz, où $N = 24$ est le nombre programmé sur le PFD. La figure 3.16 montre l'oscillateur placé en salle optique dans son rack avec son électronique.

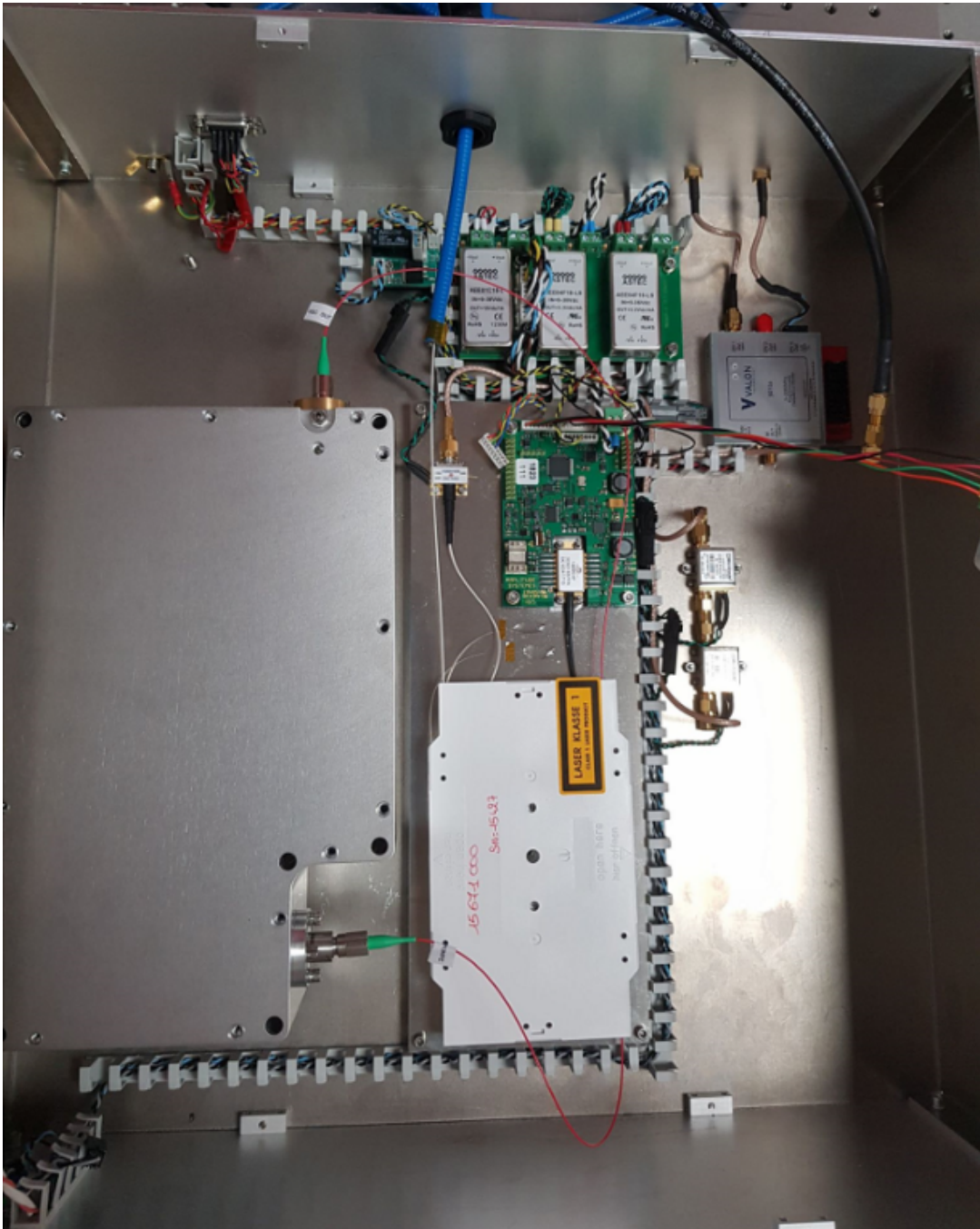


FIGURE 2.5 – Photo de l'oscillateur et de son électronique dans son rack.

2.1.1.2 Bruit de phase et gigue temporelle

Un oscillateur laser sans aucun bruit de phase génère des ondes parfaitement périodique au cours du temps, sans aucun décalage entre les impulsions délivrées. Mais dans un oscillateur laser, il y a toujours différents éléments qui engendrent des perturbations se répercutant sur le signal délivré par celui-ci. Ces perturbations peuvent être une source de problème lorsque les expériences menées demandent une grande précision. Lorsque le champ électrique laser arrive avec un écart temporel $\Delta t(t)$ relatif à la fréquence optique F_{opt} , le phénomène observé est appelé gigue temporelle. Celle-ci génère une erreur sur la phase du signal dépendant de l'écart temporel mesuré tel que :

$$\Delta\phi(t) = 2\pi F_{\text{opt}}\Delta t(t) \quad (2.1)$$

Pour quantifier cette gigue temporelle, on utilise la densité spectrale de puissance (Power Spectral Density, PSD) définie par :

$$S_\phi(F) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \Delta\phi(t)\Delta\phi(t+\tau) \rangle e^{2i\pi F_{\text{opt}}\tau} d\tau \quad (2.2)$$

Cette quantité $S_\phi(F)$ est exprimé en rad^2/Hz . Le bruit de phase est quant à lui défini comme la racine carrée de la PSD et est exprimé en $\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$. Deux sortes de bruits peuvent survenir : le bruit dit technique et le bruit fondamental lié à l'oscillateur. Tous ces bruits sont décrits en détails dans la référence [113]. Le bruit technique est lié aux variations thermiques ou au bruit mécanique. La variation thermique est un facteur extrêmement important lorsqu'on parle de la stabilité d'un laser. Cette variation peut faire apparaître du dépointé de faisceau, décaler en longueur d'onde le faisceau ou encore produire une grande variation de la fréquence de répétition F_{opt} sur le long terme par variation de la longueur de la cavité. Cela va avoir pour conséquence de perturber fortement la gigue temporelle sur le long terme et d'apporter du bruit de phase. Le bruit mécanique vient quant à lui des bruits environnants tels que les ondes acoustiques provenant des pompes à vide ou des circuits de refroidissement. Ces variations peuvent faire entrer en résonance mécanique certaines parties de l'oscillateur et produire du bruit de phase. Le bruit fondamental lié à l'oscillateur est divisé en trois sources de bruits, dont deux sont des sources de bruits quantiques. La première source de bruit quantique est liée à l'émission spontanée amplifiée (Amplified Spontaneous Emission, ASE) dans la cavité laser qui peut avoir pour effet de perturber temporellement l'émission laser provoquant de la gigue temporelle ainsi qu'une perturbation de la longueur d'onde centrale du laser (gigue de Gordon-Haus). La deuxième source de bruit quantique est le bruit de grenaille qui est un bruit inhérent à l'aspect corpusculaire de la lumière. En effet, le flux de photon étant irrégulier, cela peut perturber le signal et amplifier le phénomène de gigue temporelle. Pour terminer, le troisième bruit fondamental est le transfert d'une modulation d'amplitude vers une modulation de phase (Amplitude Modulation to Phase Modulation, AM-PM) qui peut être stimulé par l'auto-modulation de phase (Self Phase Modulation, SPM), ce qui génère de la gigue temporelle. A cause de tous ces facteurs qui sont plus ou moins maîtrisés, il est nécessaire de faire des mesures de bruits de phase de l'oscillateur pour voir à quel point il est bruyant ou non et prédire les éventuels problèmes de stabilité à venir. Cette mesure de bruit de phase se fait par battement optique entre deux signaux

lasers. Parmi ces deux signaux lasers, un des deux provient d'un laser de référence. Le seuil de sensibilité de la mesure de bruit de phase dépend du bruit de ce laser de référence. Pour cette raison, on choisit comme laser de référence un laser continu car il présente une grande stabilité avec un bruit de phase très faible. Le laser continu choisi est l'EOWaves de référence OE4126-1030, choisi pour son très bas bruit [114]. Pour s'assurer que ce laser de référence possède bien un faible bruit de phase, il faut le mesurer. Pour cela, le signal en sortie de celui-ci a été séparé en deux. Sur une des deux voies, une fibre optique longue d'environ 100 m a été ajoutée, le but étant de rajouter du délai entre les signaux. Ensuite, les deux signaux sont recombinaés via un coupleur et envoyé sur une photodiode. Le signal obtenu est amplifié avant d'être envoyé sur un oscilloscope. La figure 2.6 montre le schéma de l'expérience menée pour mesurer le bruit de phase du laser de référence. Le battement obtenu permet de mesurer le bruit de phase du laser de référence. Ce bruit de phase est représenté par la courbe noire sur la figure 2.8.

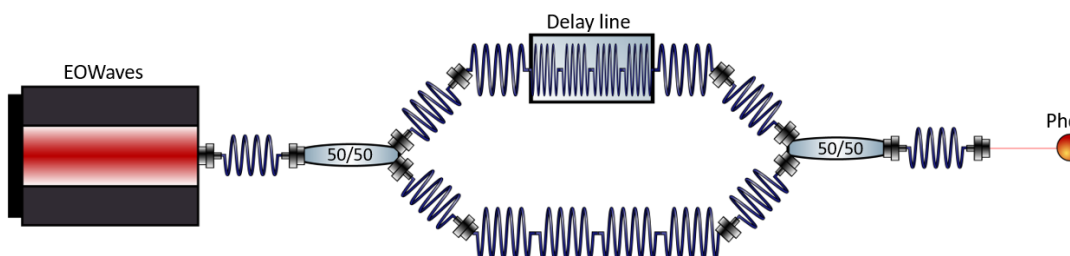


FIGURE 2.6 – Schéma de l'expérience permettant de mesurer le bruit de phase du laser de référence bas bruit.

Après avoir établi le bruit du laser de référence, j'ai dû mesurer celui de l'oscillateur GHz. Cette fois-ci, le signal provenant de deux lasers différents, il n'est pas nécessaire d'introduire une différence de chemin optique entre les deux voies. Par conséquent, il suffit de les combiner via un coupleur et suivre les étapes précédemment décrites. La figure 2.7 montre le schéma de l'expérience menée pour mesurer le bruit de phase de l'oscillateur GHz. Sur la figure 2.8, les bruits de phase mesurés sont représentés par la courbe bleue et la courbe rouge, et la gigue temporelle résiduelle entre les deux laser est représentée par la courbe orange.

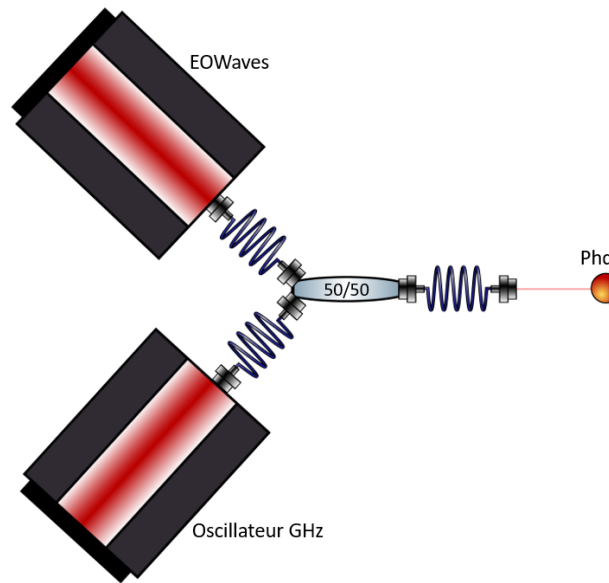


FIGURE 2.7 – Schéma de l'expérience permettant de mesurer le bruit de phase de l'oscillateur GHz par battement optique.

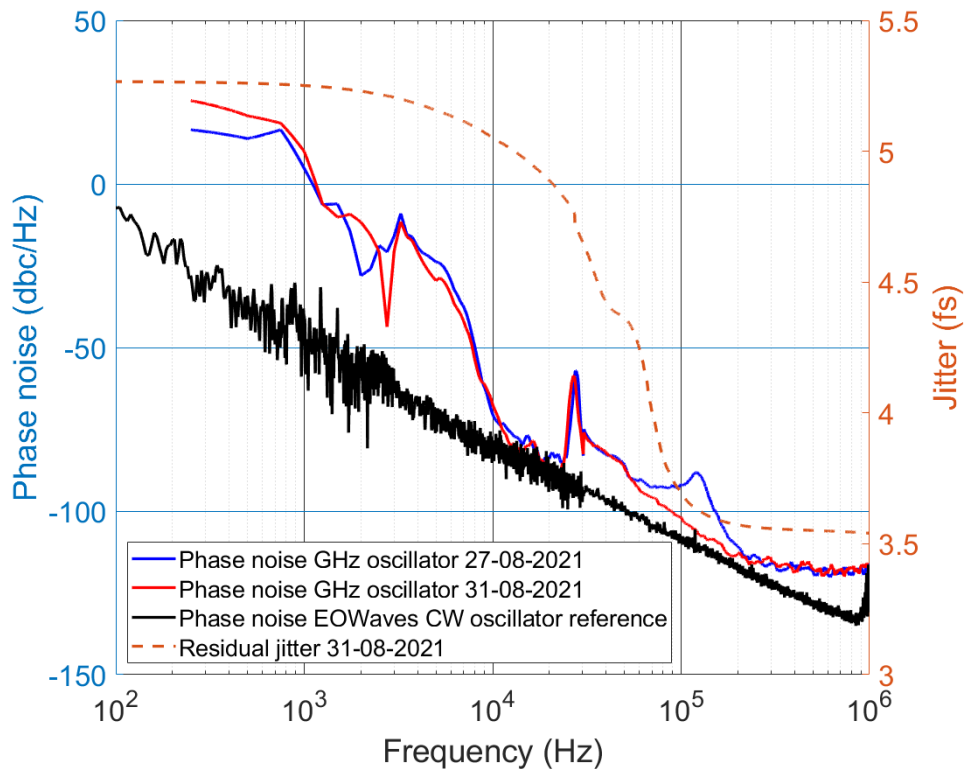


FIGURE 2.8 – Courbes représentant différentes mesures de bruit de phase de l'oscillateur GHz (courbes bleue et rouge) en comparaison avec le bruit de phase de l'oscillateur EOWaves de référence (courbe noire). La courbe orange représente la gigue temporelle résiduelle entre les deux laser.

On peut voir sur la courbe bleue une bosse située après 100 kHz, ce qui correspond à un transfert AM-PM. La mesure représentée par la courbe rouge et celle représentée par la courbe bleue sont des mesures prises dans les mêmes conditions, à quatre jours d'intervalle. Cela montre que le transfert AM-PM que l'on peut voir sur la courbe bleue n'est pas reproductible. Je n'ai donc pas approfondi les mesures sur l'AM-PM. On peut voir également sur les courbes que l'oscillateur GHz présente un pic de bruit de phase situé à environ 30 kHz et présent sur toutes les mesures. Ce pic semble provenir du composant piezo-électrique présent en fond de cavité de l'oscillateur GHz qui entre en résonance à cette fréquence. Pour conforter cette hypothèse, nous avons fait d'autres tests en nous concentrant sur le bruit apporté par ce composant piezo-électrique ainsi que sur sa résonance. Pour cela, nous avons effectué une mesure de bruit d'amplitude relatif (Relatif Intensity Noise, RIN) et des mesures de bruits de phase supplémentaires présentées respectivement sur les figures 2.9 et 2.10. On remarque sur les courbes de RIN un pic situé à environ 30 kHz pour les trois courbes représentées. De ce fait, on peut déduire de la reproductibilité de cette observation que le bruit provoquant ce pic n'est pas un artefact de mesure et provient d'un élément de l'expérience. Les courbes représentent le bruit de phase de l'oscillateur GHz avec le composant piezo-électrique non excité, excité à une fréquence donnée et chargée avec une résistance de 50 Ω . Ces résultats tendent à mettre en cause le comportement résonant du composant piezo-électrique à cette fréquence d'environ 30 kHz, car on observe le pic de bruit de phase sur les courbes pour l'état non excité et chargé avec une résistance du composant piezo-électrique. Le seuil de bruit obtenu avec l'état excité du composant piezo-électrique est plus élevé que le maximum du pic de bruit de phase engendré par la résonance du composant piezo-électrique. De ce fait, il est noyé dans le bruit et on ne le voit pas sur la figure. On observe également sur les figures 2.8 et 2.9 une légère augmentation de la gigue temporelle résiduelle due au pic de bruit de phase engendré par la résonance du composant piezo-électrique. Cela étant, cette contribution est faible, car le pic de bruit de phase est étroit.

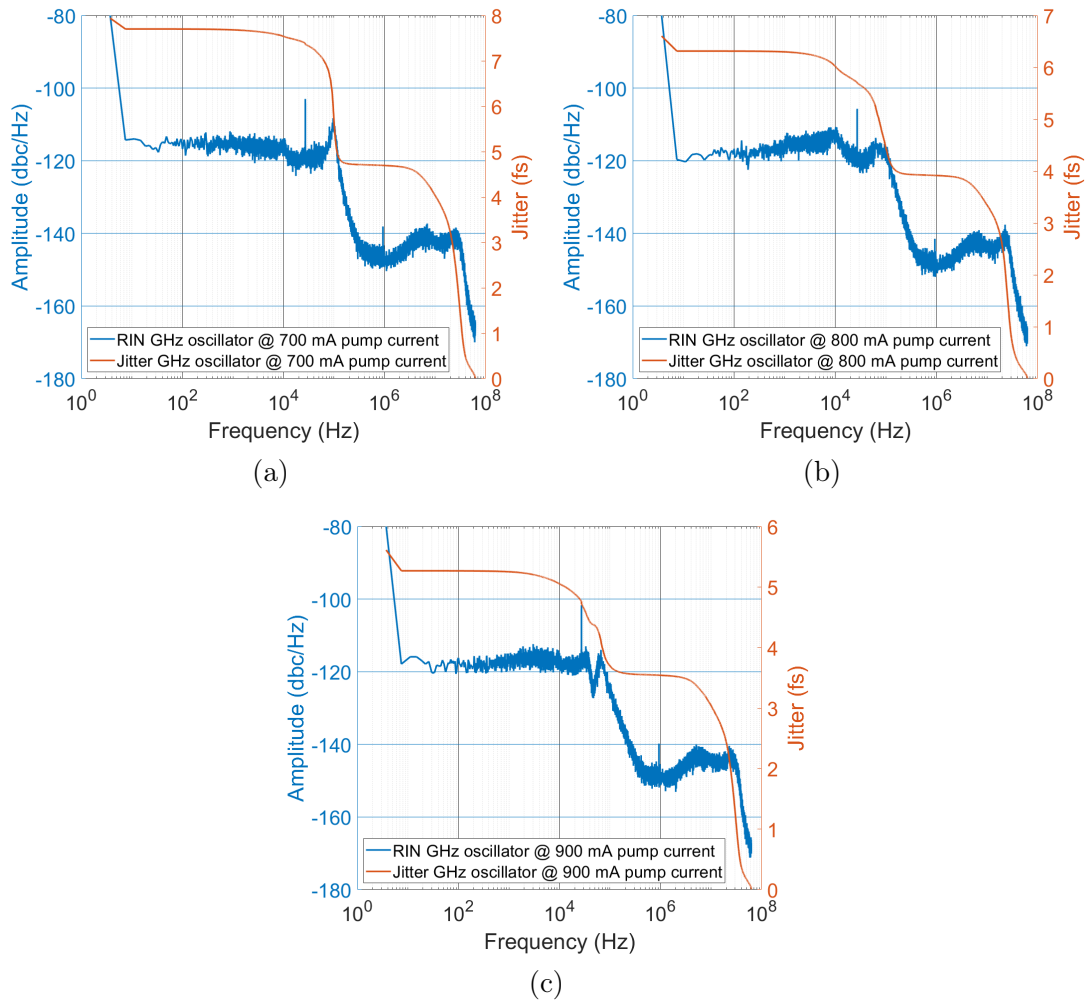


FIGURE 2.9 – Différentes mesures de RIN de l'oscillateur GHz et la gigue temporelle résiduelle associée pour différentes valeurs de courant de pompe. (a) Courant de pompe de 700 mA. (b) Courant de pompe de 800 mA. (c) Courant de pompe de 900 mA.

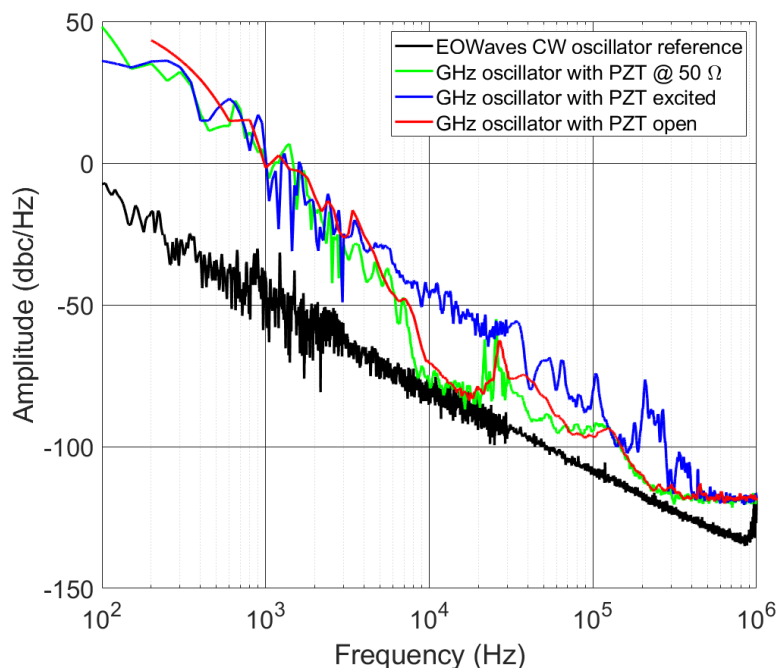


FIGURE 2.10 – Mesures complémentaires de bruit de phase pour trois états différents du composant piezo-électrique.

Enfin, nous avons fait un balayage en fréquence du composant piezo-électrique sur un intervalle comprenant la fréquence critique comme le montre la figure 2.11. Nous pouvons constater que des résonances arrivent à partir de 28 kHz, ce qui correspond bien au pic de bruit de phase. Pour pallier cela, nous avons installé un AOM fibré en sortie de l'oscillateur GHz qui coupe les bruits haute fréquences dont ces résonances font partie.

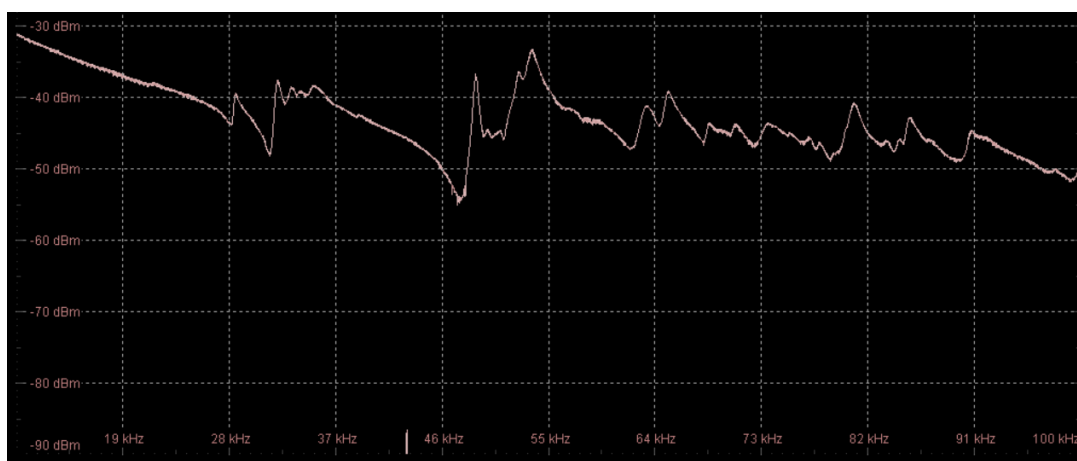


FIGURE 2.11 – Captures d'écran lors du balayage en fréquence du composant piezo-électrique. La fréquence associée est représentée sur l'axe des abscisses, de 10 à 100 kHz. La puissance relative à l'excitation du composant piezo-électrique par rapport à la fréquence d'excitation est représenté sur l'axe des ordonnées, de -90 à -30 dBm.

2.1.2 L'amplificateur Lockline

Une partie du signal de l'oscillateur GHz est injecté dans un amplificateur via un coupleur 50/50. Cet amplificateur fibré, appelé Lockline, que j'ai conçu avec l'aide des équipes d'Amplitude, sert au verrouillage de la cavité. Le signal en sortie de cet amplificateur est un train d'impulsion continu. Il est ainsi possible d'asservir l'oscillateur GHz sur la cavité pour permettre un stockage précis des rafales d'impulsions délivrées par un deuxième amplificateur, le Tangor (cf. Section 2.1.3). L'amplificateur Lockline est composé d'un étireur (Chirped Fiber Bragg Grating, CFBG) et de deux étages d'amplification. La Lockline permet l'amplification d'impulsions étirées (Chirped Pulse Amplification, CPA), car le signal injecté passe dans un premier temps par le CFBG. Celui-ci a pour effet d'allonger la durée d'impulsions pour diminuer l'énergie-crête, responsable de l'endommagement des composants optiques, afin de pouvoir les amplifier par la suite sans dommage. Ce signal passe ensuite par les étages d'amplification. Chaque étage est composé de trois composants, qui sont une fibre dopée Ytterbium, un multiplexeur dichroïque en longueur d'onde (Wavelength Dichroïque Multiplexor, WDM) et un isolateur optique fibré. La fibre dopée sert à amplifier par émission stimulée le signal reçu, pompée à l'aide d'un diode de pompe de 980 nm de longueur d'onde. Le WDM est un composant passif similaire à un miroir dichroïque et sert quant à lui à séparer le signal de pompe ayant servi à l'amplification et le signal amplifié. Enfin l'isolateur optique fibré est un composant passif permettant de sécuriser l'étage d'amplification en empêchant d'éventuels retour de signal optique qui pourraient l'endommager. Entre ces deux étages d'amplification sont placés un AOM 200 MHz fibré et un modulateur électro-optique (Electro-Optic Modulator, EOM) également fibré. La figure 2.12 montre le schéma de principe de la Lockline².

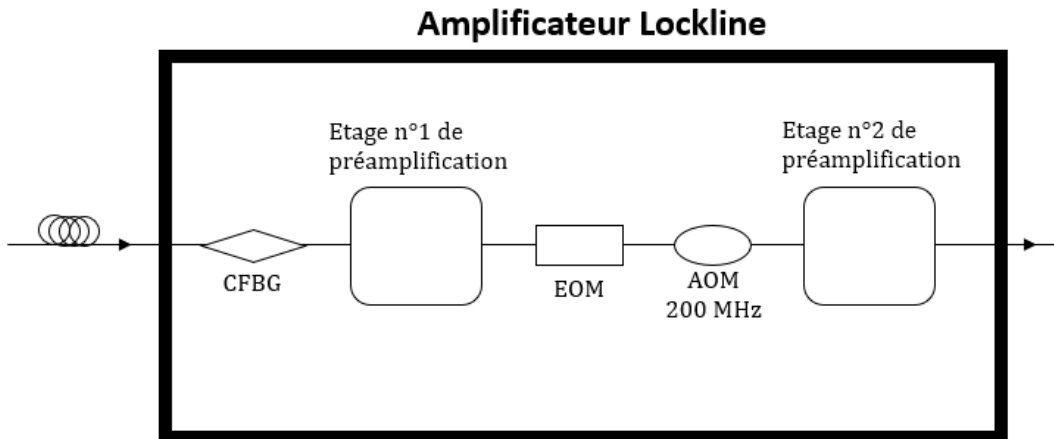


FIGURE 2.12 – Schéma de principe de l'amplificateur Lockline

L'AOM est présent dans la chaîne d'amplification de ce système car il permet de compenser le décalage en fréquence introduit par les deux AOM du système d'amplification Tangor (cf. Section 2.1.3). On rappelle (cf. Section 1.2.3.1) que dans un AOM, à

² Par soucis de confidentialité, je ne peux pas mettre un schéma comprenant tous les éléments que j'ai incorporés dans la Lockline.

la fréquence optique F_{in} du signal d'entrée qui est diffractée sera ajoutée une fréquence proportionnelle à l'onde sonore dans le milieu dû à l'effet Doppler F_s , en fonction de l'ordre de diffraction K , et donnera le signal de sortie F_{out} tel que :

$$F_{\text{out}} = F_{\text{in}} + kF_s \quad (2.3)$$

L'EOM, quant à lui, permet de moduler en phase le signal via une tension électrique appliquée aux bornes du cristal électro-optique (cf. Section 1.2.3.2). Cela permettra de générer le signal d'erreur permettant l'asservissement du laser sur la cavité après démodulation du signal réfléchi par la cavité (cf. Section 2.3).

2.1.3 L'amplificateur Tangor

L'autre partie du signal délivré par l'oscillateur GHz, qui ne rentre donc pas dans l'amplificateur Lockline, est injecté dans un autre système amplificateur conçu par Amplitude et que j'ai assemblé pour cette thèse. Celui-ci, appelé Tangor, sert à générer et amplifier les rafales d'impulsions. Ce système est composé de trois parties différentes : la première sert à pré-amplifier les impulsions reçues et à établir la cadence et la durée des rafales d'impulsions, la deuxième est la partie amplificatrice et la dernière partie permet de sélectionner certaines rafales d'impulsions, de recomprimer les impulsions et de mettre en forme spatialement le faisceau sortant du Tangor. La figure 2.13 montre le schéma de principe du Tangor³.

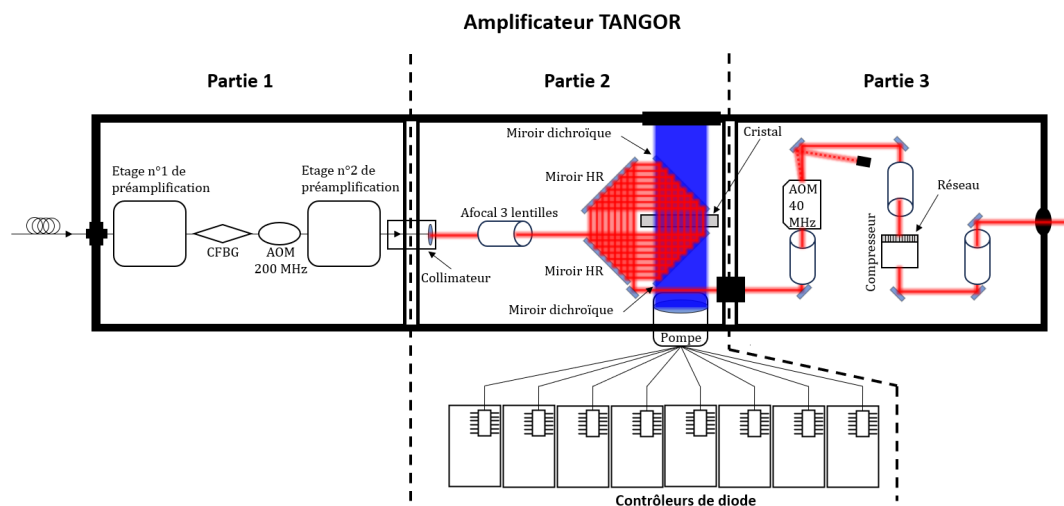


FIGURE 2.13 – Schéma de principe de l'amplificateur Tangor

2.1.3.1 Pré-amplification et mise en forme des rafales d'impulsions

Le train d'impulsion délivré par l'oscillateur GHz entre directement dans le premier étage du pré-amplificateur du Tangor. Ce premier étage est constitué des mêmes

³. Par soucis de confidentialité, je ne peux pas mettre un schéma comprenant tous les éléments que j'ai utilisé pour construire le Tangor.

éléments que ceux de la Lockline, qui sont une fibre dopée Ytterbium pompée avec une diode de pompe de longueur d'onde 980 nm, un WDM et un isolateur optique fibré. De plus, pour être sûr de ne pas endommager le pré-amplificateur, une sécurité a été mise en place. Celle-ci se déclenche et coupe l'alimentation des diodes de pompes lorsque la puissance moyenne du signal d'entrée est en-dessous d'un seuil de 2 mW (ou bien que le signal est absent). Cela évite que le pré-amplificateur amplifie sa propre émission spontanée et ne casse. Le signal optique sortant de ce premier étage passe dans un CFBG puis dans un AOM fibré qui permet de former les rafales d'impulsions. La fréquence de répétition de ces rafales d'impulsions sera appelée cadence et notée F_{burst} , pour la différencier de la fréquence de répétition de l'oscillateur F_{rep} . Le signal est récupéré sur l'ordre 1 diffracté par l'AOM. La figure 2.14 est un schéma de principe qui représente la formation des rafales d'impulsions grâce à l'AOM à partir d'un train d'impulsions continu tel que celui délivré par l'oscillateur GHz.

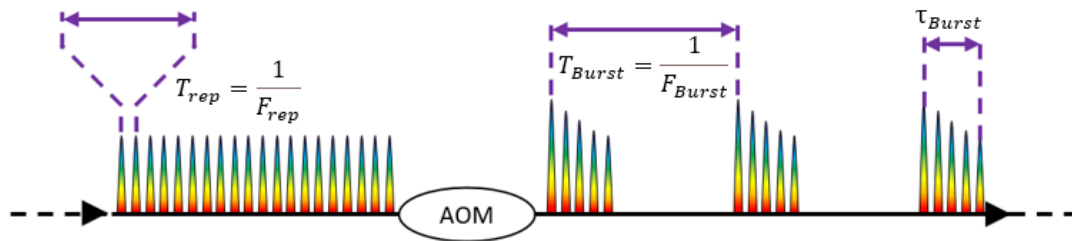


FIGURE 2.14 – Schéma de principe représentant la fonction de l'AOM fibré dans le premier bloc du Tangor sur l'enveloppe de l'intensité du train d'impulsions.

Enfin, le signal est injecté dans un étage de pré-amplification similaire au premier, qui a pour rôle de compenser les pertes introduites par le CFBG et l'AOM, et d'amplifier le signal jusqu'à une puissance nominale de 5W en sortie de cet étage. Le signal ainsi amplifié passe par un isolateur haute puissance fibré (HPMI) et sort en espace-libre grâce à un collimateur pour entrer dans la deuxième partie du Tangor.

2.1.3.2 Amplification du signal optique

Dans cette deuxième partie du système amplificateur, le but est d'augmenter la puissance moyenne du signal, pour la faire passer de 5W à 100W. Le signal précédent est mis en forme spatialement en passant à travers un système afocal à trois lentilles. Puis grâce à un système de miroirs de renvoi, le faisceau fait 8 passages à travers un cristal amplificateur, pompé par un faisceau constitué de 8 diodes de pompe. Un système de refroidissement à eau permet de refroidir le cristal qui peut être endommagé à cause de la chaleur dégagée par le faisceau de pompe le traversant. Chaque passage amplifie le faisceau, et après le dernier passage, celui-ci est envoyé dans la troisième et dernière partie du Tangor. Une photodiode à l'entrée et à la sortie de cette deuxième partie du Tangor permet de vérifier si la puissance correspond à la puissance attendue.

2.1.3.3 Mise en forme temporelle, spectrale et spatiale

Après avoir été amplifié, le faisceau est remis en forme spatialement par une afocale à trois lentilles, puis traverse un AOM 40 MHz en espace-libre qui permet de sélec-

tionner les rafales d'impulsions grâce à une porte de largeur et de fréquence variable. Cela permet de changer la puissance moyenne du faisceau sans changer l'énergie dans chaque rafale ni l'énergie par impulsion, ainsi que de s'affranchir d'une partie du fond continu d'ASE (cf. Section 2.1.4). La figure 2.15 représente l'effet de l'AOM 40 MHz en espace libre sur les rafales d'impulsions.

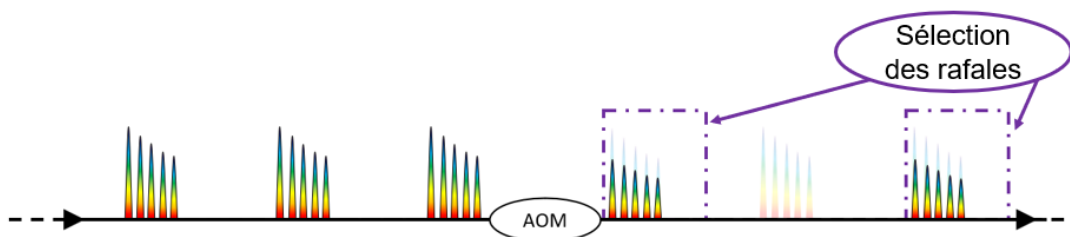


FIGURE 2.15 – Schéma de principe représentant l'effet de l'AOM en espace-libre dans le dernier bloc du Tangor sur les rafales d'impulsions, ce qui permet de contrôler la puissance moyenne et de diminuer l'influence du fond continu.

Il est possible de choisir le pourcentage de l'énergie du faisceau diffracté par l'AOM. Dans ce Tangor, l'AOM est utilisé à l'ordre -1. L'ordre 0 est la partie du faisceau qui est non utilisée et est absorbée par un puits de lumière. L'ordre -1 passe dans un compresseur constitué d'un réseau et de miroirs de renvoi. Un des miroirs est fixé sur une platine de translation pour pouvoir ajuster la longueur de chemin optique parcourue et donc la largeur temporelle des impulsions, comme le montre le schéma de principe donnée en figure 2.16.

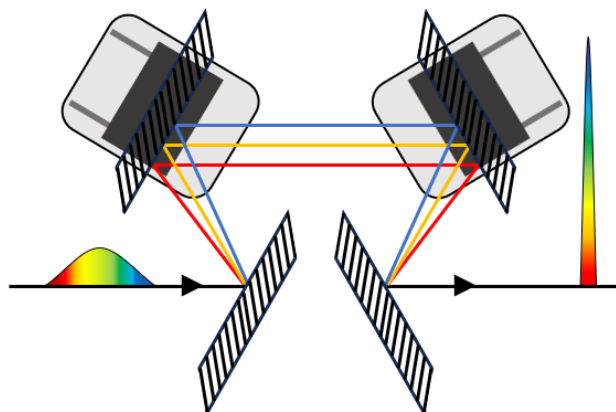


FIGURE 2.16 – Schéma de principe de la compression des impulsions ainsi que de l'ajustement de la durée de ces impulsions.

Pour pouvoir mesurer la largeur temporelle des impulsions délivrées par le Tangor, j'ai utilisé un auto-corrélateur optique. Le principe est de diviser le faisceau en deux voies. Sur une des deux voies, on introduit un retard variable τ . On corrèle ensuite ces deux voies grâce à un doublage optique. Cette corrélation croisée est appelée auto-corrélation car les signaux proviennent de la même source. Son expression est donnée par l'équation suivante :

$$\mathcal{A}_{\mathcal{P}}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(t + \tau) \mathcal{P}^*(t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(t + \tau) \mathcal{P}(t) dt \quad (2.4)$$

Avec \mathcal{P} la fonction (réelle et Hermitienne) représentant le profil temporel des impulsions lasers, et τ est le délai entre les deux impulsions utilisées pour l'auto-corrélation. Après cela, la durée d'impulsion est récupérée en déconvoluant la trace d'auto-corrélation obtenue avec une fonction représentant au mieux l'impulsion laser. La fonction représentant au mieux les impulsions issues du Tangor est la fonction sécante hyperbolique carrée. Ainsi, avec cette déconvolution, on obtient la durée d'impulsion. Pour effectuer ces mesures, on travaille à pleine puissance avec le Tangor, mais avec un faible taux de transmission de l'AOM. Le faisceau sortant passe également à travers un filtre en polarisation. Cela permet d'avoir une énergie qui est celle attendue sur l'auto-corrélateur, et de pouvoir l'ajuster. Cela permet également de ne pas endommager l'auto-corrélateur. La figure 2.17 présente différentes traces d'auto-corrélation des impulsions en fonction de la position du miroir de renvoi mobile. La durée d'impulsion la plus courte que l'on peut obtenir est de 0,75 ps et la plus longue est de 3,35 ps. La figure 2.18 montre que selon le régime de fonctionnement (mode rafales ou continu), la durée d'impulsion ne sera pas la même pour une même position de la platine de translation. L'hypothèse la plus probable qui expliquerait ce phénomène est l'effet de l'onde acoustique de l'AOM sur la largeur spectrale selon le régime utilisé (mode continu ou mode rafale). Lors du passage dans le compresseur, le chemin optique suivi serait différent en fonction de la fréquence du spectre, et plus le spectre est large, plus cette différence de chemin optique est importante. Cela implique que les impulsions recomprimées ont une durée légèrement différente. Selon le mode utilisé, l'énergie-crête par impulsion change car la durée d'impulsion diffère, et on peut ajuster cette énergie-crête d'impulsion en changeant le chemin optique dans le compresseur grâce au miroir de renvoi placé sur la platine de translation.

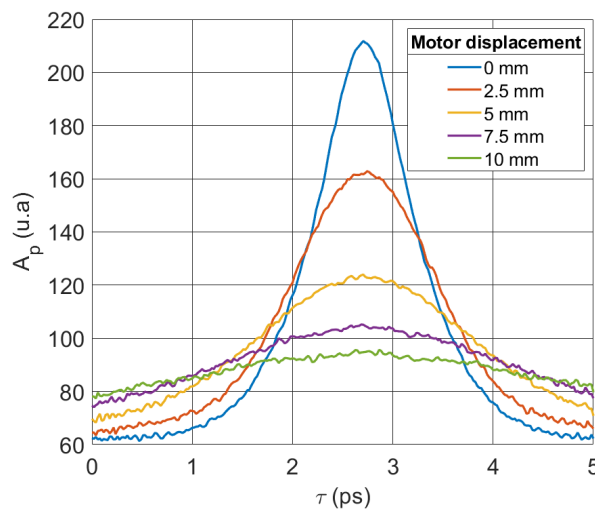


FIGURE 2.17 – Traces d'auto-corrélation des impulsions pour différentes positions du miroir du compresseur du Tangor.

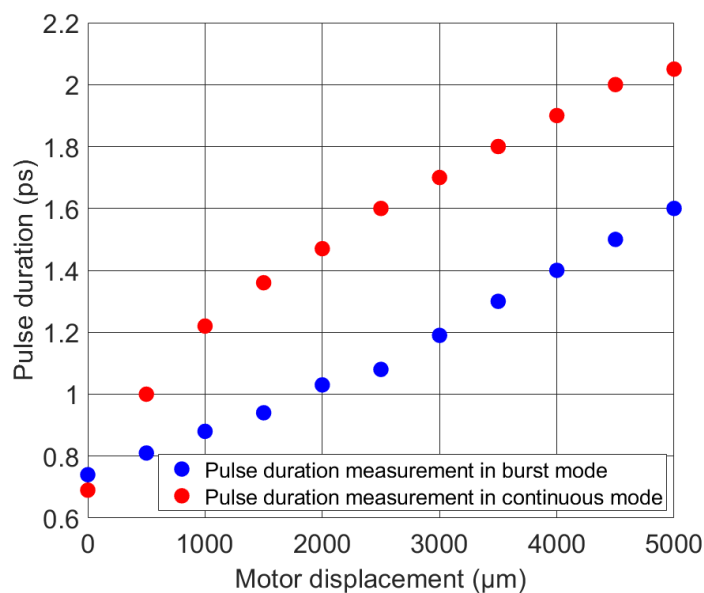


FIGURE 2.18 – Mesures des durées d’impulsion dans deux régimes de fonctionnement différents pour différentes positions du miroir du compresseur du Tangor. Les points rouges représentent un régime continu, et les points bleus un régime de rafales d’impulsions.

Le faisceau est toujours remis en forme spatialement par un système d’afocal à trois lentilles avant, après et entre l’AOM et le compresseur. Le dernier afocal comprenant des lentilles cylindriques permet de corriger les défauts d’aberrations tels que l’astigmatisme ou l’asymétrie du faisceau, puis celui-ci sort de l’amplificateur Tangor. Le schéma de principe en figure 2.19 récapitule la chaîne amplificatrice en commençant par les impulsions délivrées par l’oscillateur GHz jusqu’au signal en sortie du Tangor.

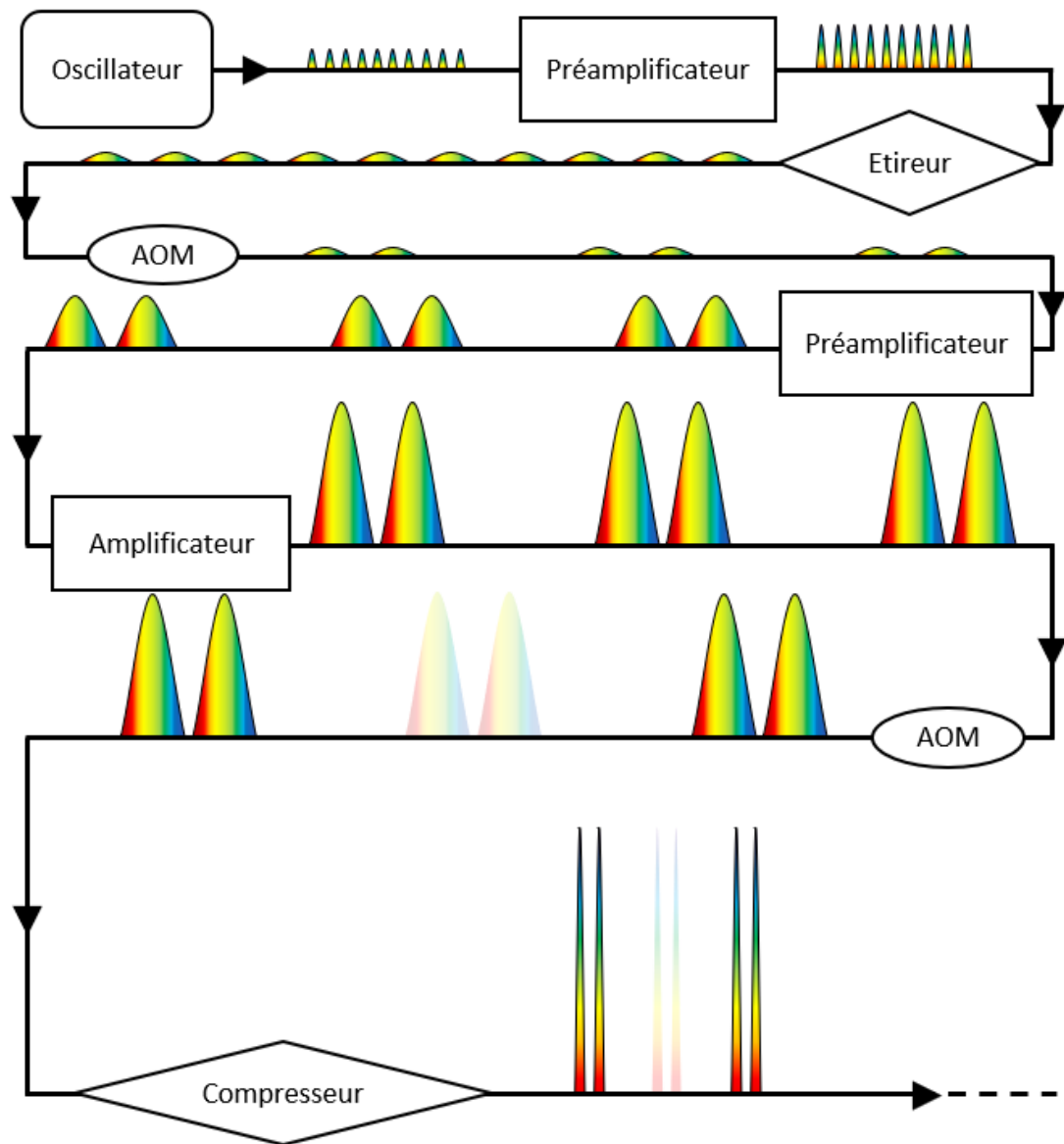


FIGURE 2.19 – Schéma de principe de l'amplification et de la mise en forme temporelle du signal de l'oscillateur GHz par le Tangor.

J'ai constaté une différence entre la puissance demandée en sortie du Tangor via le logiciel et la valeur réelle. Pour visualiser cela, j'ai appliqué un pourcentage à l'AOM sur le logiciel et j'ai mesuré la puissance moyenne en sortie. La figure 2.20 montre les valeurs théoriques attendues et les valeurs réelles mesurées. Cette expérience permet, via la mesure, d'étalonner l'AOM, et d'avoir directement le rapport entre la puissance demandée et la puissance réelle. Cela permet de prendre des précautions vis à vis de la puissance que l'on injecte dans la cavité, et d'anticiper les conséquence des fluctuations de puissance délivrée.

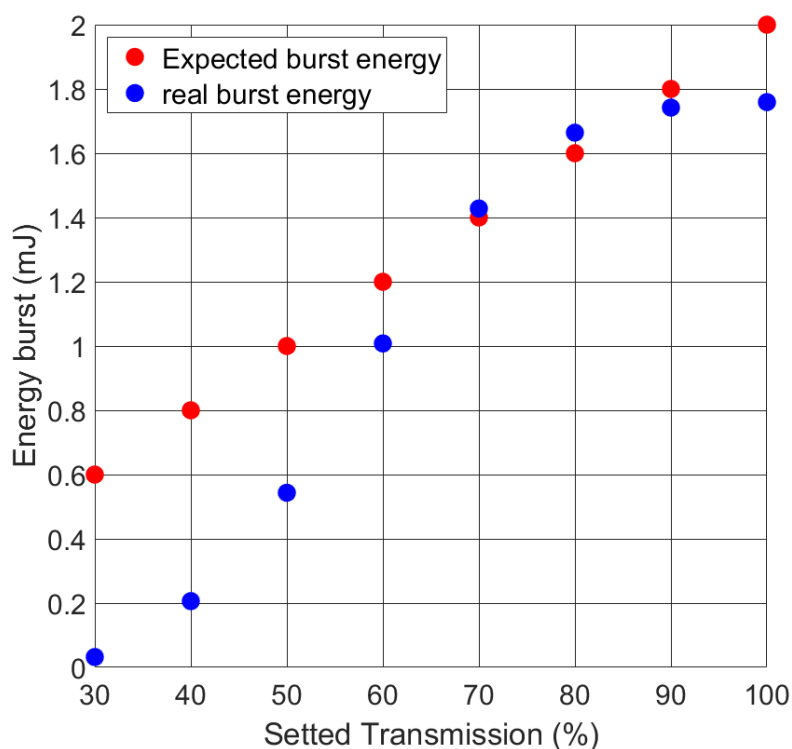


FIGURE 2.20 – Courbes représentant la transmission effective de l'AOM et la transmission attendue lorsqu'on paramètre les valeurs de l'AOM dans le logiciel, pour une énergie de rafale d'impulsions de 2mJ.

2.1.4 Caractérisation de la forme des rafales d'impulsions et ASE

Dans cette partie, je vais décrire les tests de mise en forme temporelle des rafales d'impulsions en fonction de la cadence de ces rafales. Cette étude permet également de mesurer le fond continu lié à l'Emission Spontanée Amplifiée (Amplified Spontaneous Emission, ASE), pour ces différentes cadences. L'oscillateur que j'ai utilisé pour faire cette expérience est un oscillateur de fréquence de répétition de 40 MHz, qui est le modèle utilisé en production chez Amplitude, amplifié par un système équivalent à la première partie du Tangor décrite précédemment. Un cube séparateur (Beam Splitter, BS) placé directement en sortie permet de séparer le faisceau en deux parties. La

première partie est dirigée sur une photodiode pour nous permettre d'observer l'enveloppe de l'intensité du train d'impulsions en sortie de l'étage d'amplification sur un oscilloscope. La deuxième partie du faisceau traverse un AOM qui représente celui du Tangor qui est dans la partie espace-libre, et qui permet de sélectionner les rafales d'impulsions. Le faisceau résultant est ensuite divisé en deux puis encore en deux pour avoir trois diagnostics différents, qui sont le spectre, la représentation spatiale du faisceau et l'intensité du train d'impulsions après l'AOM. La Figure 2.21 montre le dispositif expérimental que j'ai mis en place pour faire ces tests.

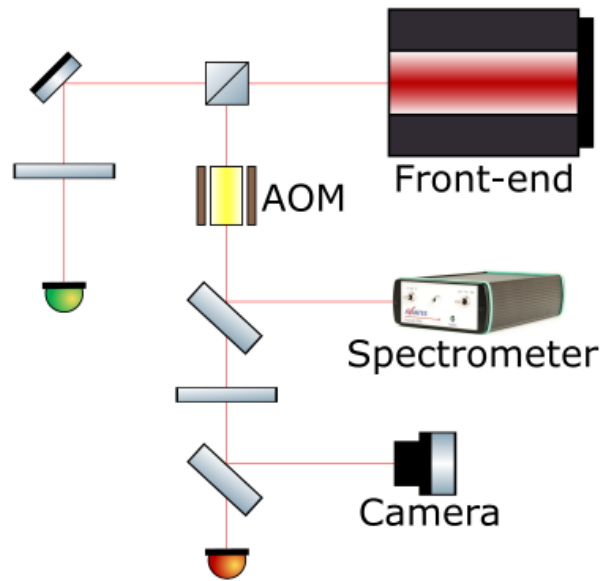


FIGURE 2.21 – Schéma de l'expérience mise en oeuvre pour les mesures d'ASE et de mise en forme temporelle des rafales d'impulsions.

En observant la figure 2.22, on remarque deux effets distincts : l'intensité des rafales d'impulsions varie selon le nombre d'impulsions dans les rafales ainsi que selon la cadence imposée. Le premier effet est dû au fait qu'il y a une énergie constante à répartir dans toute la rafale d'impulsions, ce qui veut dire que l'énergie par impulsion croît lorsque le nombre d'impulsions dans la rafale décroît. On voit cet effet en comparant les figures 2.22a et 2.22b ou 2.22c et 2.22d. Les points noirs représentent l'énergie dans chaque impulsion pour une rafale d'impulsions réelle. Les points rouges représentent l'énergie dans chaque impulsion pour une rafale d'impulsions parfaitement plate de même énergie que la rafale réelle. Cela permet de voir vers quelle énergie par impulsion on pourrait tendre lors d'un futur travail d'aplanissement de la rafale d'impulsion. Le second effet est dû au fait que l'énergie emmagasinée dans la fibre durant le temps où il n'y a pas de rafale d'impulsions est plus élevée car la cadence est plus basse. Ainsi la quantité d'énergie relâchée est plus importante dans les premières impulsions, comme on peut l'observer en comparant les figures 2.22a et 2.22c ou 2.22b et 2.22d.

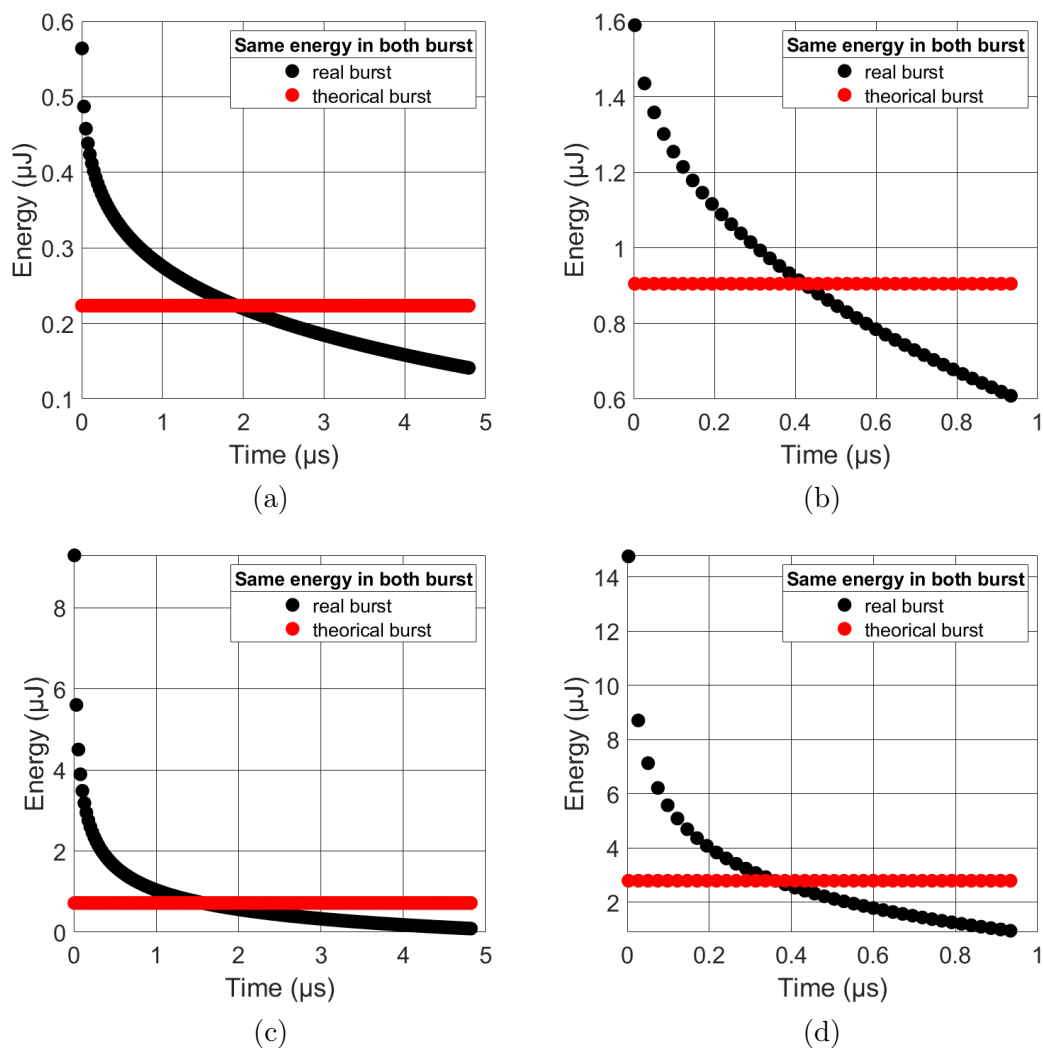


FIGURE 2.22 – Représentation d’une rafale d’impulsions réelle (courbes noires) et d’une rafale d’impulsions théoriquement plate (courbes rouges). L’énergie de chaque impulsion théorique est l’énergie moyenne des impulsions dans la rafale réelle. De ce fait, l’énergie dans la rafale d’impulsions est égale dans les deux cas. Les impulsions sont délivrées par un oscillateur de fréquence de répétition 40 MHz. (a) Rafale de 200 impulsions à une cadence 50 kHz. (b) Rafale de 40 impulsions à une cadence 50 kHz. (c) Rafale de 200 impulsions à une cadence 10 kHz. (d) Rafale de 40 impulsions à une cadence de 10 kHz.

On peut observer dans les tableaux 2.1 et 2.2 que l'énergie dans les rafales d'impulsions est plus importante pour une cadence plus faible. Cela veut dire qu'il y a une composante dans le signal sortant de l'amplificateur qui varie selon la cadence imposée. Cette composante est l'ASE, qui se présente dans le signal comme un fond continu. Pour mesurer ce signal d'ASE, j'ai placé un AOM sur le trajet du faisceau pour pouvoir sélectionner des parties du signal via une porte. J'ai placé une porte de même largeur temporelle que la durée d'une rafale d'impulsions hors de la période où celle-ci est présente pour avoir le fond d'ASE. J'ai ensuite soustrait à la puissance moyenne du signal total la puissance moyenne mesurée, ce qui m'a permis d'estimer la contribution de l'émission spontanée ainsi que de l'émission stimulée dans le signal total. Grâce à cela, j'ai pu calculer le pourcentage d'ASE comme le restituent les tableaux 2.1 et 2.2. Dans ces tableaux, F_{burst} représente la cadence, P_{moy} la puissance moyenne du signal (émission stimulée + ASE) mesurée au puissance-mètre, et E_{burst} l'énergie de la rafale d'impulsions. Enfin, plus la cadence diminue, plus le pourcentage d'ASE dans le signal augmente, comme le montre la figure 2.23. On peut extrapoler de ces données que plus il y a d'impulsions dans la rafale, moins le pourcentage d'ASE dans le signal est important à une cadence donnée.

F_{burst} (kHz)	P_{moy} (W)	E_{burst} (μ J)	ASE (%)
5	0.991	198.2	9.38
6	1.098	183	6.32
7	1.192	170.29	4.47
8	1.273	159.125	3.26
9	1.345	149.44	2.6
10	1.41	141	2.06

TABLE 2.1 – Tableau récapitulatif des énergies des rafales d'impulsions et du pourcentage d'ASE selon la cadence pour une rafale de 5 μ s (200 impulsions) avec l'oscillateur 40 MHz.

F_{burst} (kHz)	P_{moy} (W)	E_{burst} (μ J)	ASE (%)
100	0.961	9.61	6.22
200	1.146	5.73	3.47
300	1.255	4.18	2.52
400	1.332	3.33	1.99
500	1.391	2.78	1.65
1000	1.57	1.57	1.17
2000	1.74	0.87	1.01

TABLE 2.2 – Tableau récapitulatif des énergies des rafales d'impulsions et du pourcentage d'ASE selon la cadence pour une rafale de 25 ns (1 impulsion) avec l'oscillateur 40 MHz.

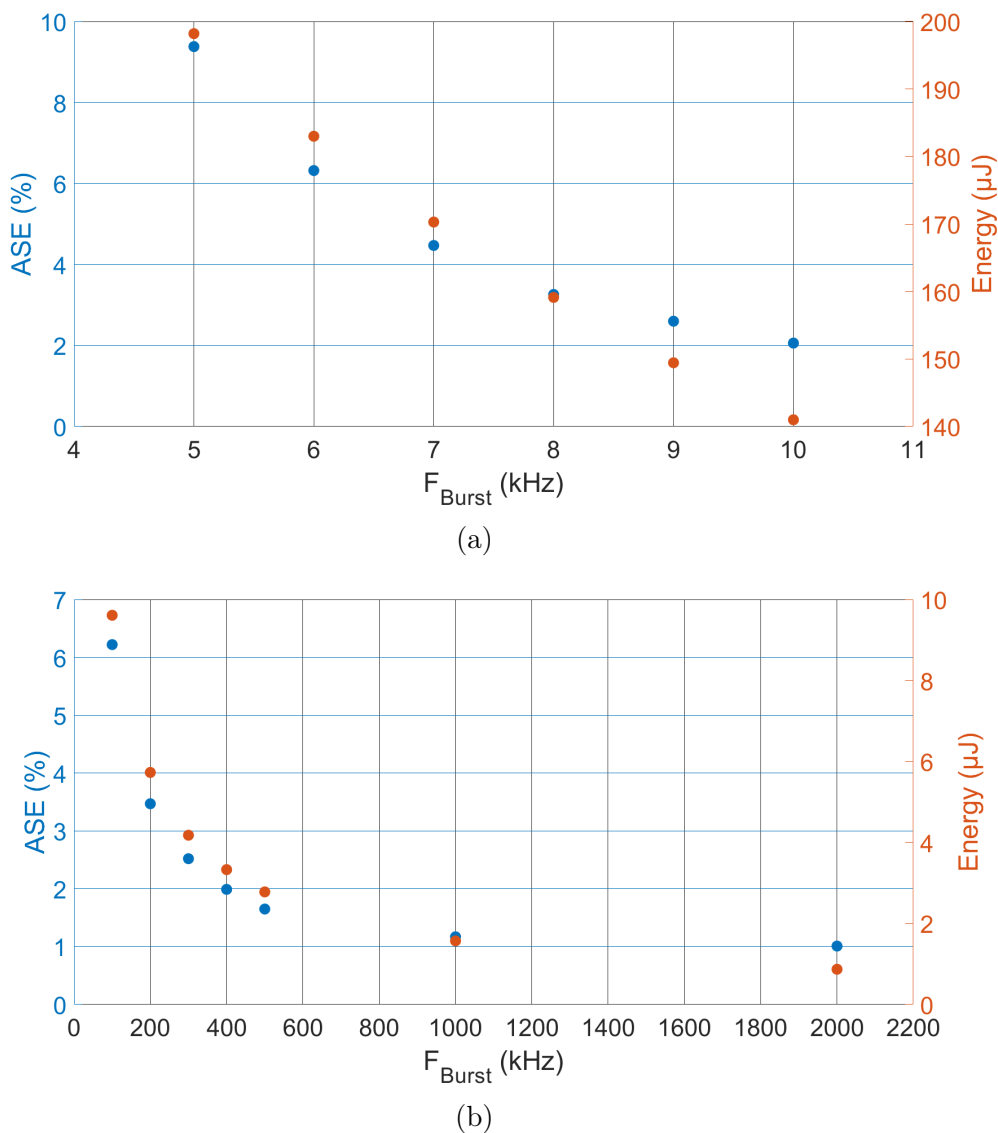


FIGURE 2.23 – Résultats de mesures d’ASE et d’énergie pour des rafales d’impulsions à différentes cadences, pour deux durées de rafale différentes. (a) Rafale de 5 μs (200 impulsions). (b) Rafale de 25 ns (1 impulsion). Les impulsions sont délivrées par un oscillateur de fréquence de répétition 40 MHz.

Après avoir fait les précédents tests avec un oscillateur de fréquence de répétition 40 MHz, j’ai reproduit les mêmes tests en utilisant l’oscillateur GHz, de fréquence de répétition 880 MHz. Les mesures présentées dans le tableau 2.3 ainsi que la figure 2.24 montrent que l’énergie dans les rafales d’impulsions et le pourcentage d’ASE suivent la même tendance que précédemment. On peut toutefois remarquer que pour une cadence donnée, pour une rafale d’une durée de 5 μs , le pourcentage d’ASE est plus important avec l’oscillateur GHz qu’avec l’oscillateur 40 MHz.

F_{burst} (kHz)	P_{moy} (W)	E_{burst} (μJ)	ASE (%)
5	0.551	110.2	15.44
6	0.618	103	11.74
7	0.677	96.71	9.41
8	0.726	90.75	7.82
9	0.773	85.89	6.62
10	0.819	81.9	5.77
20	1.091	54.55	2.76
30	1.228	40.93	2.02
40	1.316	32.9	1.70
50	1.395	27.9	1.47

TABLE 2.3 – Tableau récapitulatif des énergies des rafales d’impulsions et du pourcentage d’ASE selon la cadence pour une rafale de 5 μs (4400 impulsions) avec l’oscillateur GHz.

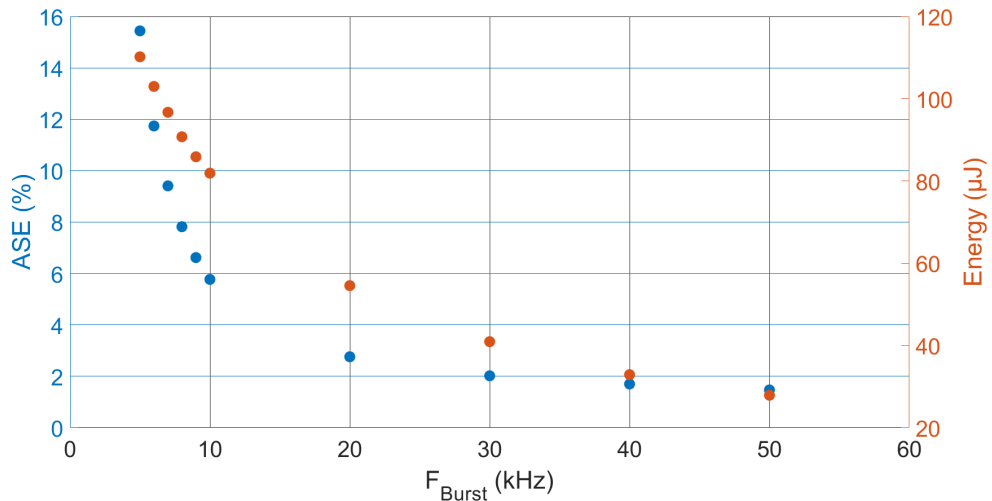


FIGURE 2.24 – Résultats des mesures d’ASE et d’énergie pour des rafales d’impulsions à différentes cadences. Les impulsions sont délivrées par l’oscillateur de fréquence de répétition 880 MHz, pour des rafales de 5 μs (4400 impulsions).

2.2 Le système optique

Le système optique comprend tous les composants optiques utilisés pour mettre en forme et établir les diagnostics des faisceaux en sortie des deux amplificateurs Lockline et Tangor ainsi que la cavité et son système d’asservissement. Le système d’asservissement ainsi que la mise en forme est très importante pour pouvoir stocker au mieux l’énergie des rafales d’impulsions dans la cavité. Pour cette raison, une grande attention a été portée sur la conception des lignes optiques et sur l’asservissement, comme nous allons le voir par la suite.

2.2.1 Description de la cavité

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à la cavité F-P. Je vais tout d'abord présenter l'étude géométrique de la cavité, puis la conception des montures des miroirs que l'on va utiliser. Enfin, je vais détailler comment j'ai caractérisé la cavité.

2.2.1.1 Géométrie de la cavité

La cavité Fabry-Perot faisant l'objet d'une partie de cette thèse est une cavité quatre miroirs en configuration "bow-tie". Elle est constituée de deux miroirs plans et de deux miroirs sphériques qui sont collés sur des montures. Ces montures sont placées sur des moteurs permettant de faire varier la distance intracavité afin d'accorder l'Intervalle Spectral Libre (ISL) de la cavité avec la fréquence de répétition de l'oscillateur GHz, ainsi que de faire varier la taille du mode fondamental dans la cavité. celle-ci est également conçue pour être la plus planaire possible, afin d'obtenir un état de polarisation du mode fondamental le plus linéaire possible. De plus, les miroirs sphériques sont très proche des miroirs plans pour que l'angle d'incidence soit très faible, ce qui permet de diminuer l'ellipticité spatiale du mode fondamental. La cavité est placée dans une enceinte à vide en aluminium, la pression de ce vide pouvant atteindre une valeur de 10^{-7} mbar. Cela permet de diminuer les bruits acoustiques dans la cavité que peuvent apporter les moteurs des montures des miroirs, et d'éviter les effets non-linéaires dans l'air qu'il pourrait y avoir à cause de la forte énergie-crête dans la cavité, comme l'ionisation de l'air. Ce vide permet également la compatibilité avec un accélérateur qui enverra les électrons dans la cavité, ce qui est le but final du projet. De plus, la cavité est placée salle blanche ISO 5, ce qui diminue de manière significative le nombre de particules dans la cavité, permettant ainsi de réduire le risque de détérioration des miroirs par vaporisation de ces particules. Enfin, un hublot d'entrée et un hublot de sortie servent à faire passer les faisceaux laser injectés dans la cavité et transmis par celle-ci. La figure 2.25 montre l'image de la cavité et de ses éléments.

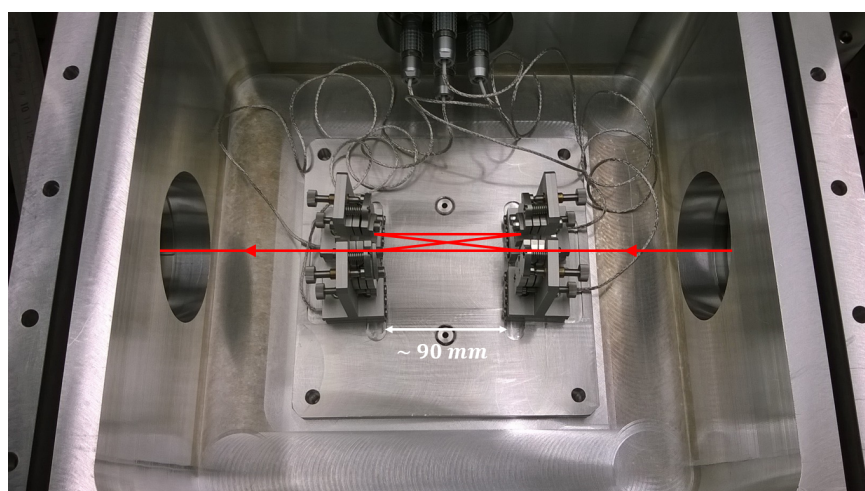


FIGURE 2.25 – Image de la cavité optique et de ses éléments.

Pour connaître les caractéristiques du faisceaux lorsque celui-ci évolue dans la ca-

vité, j'ai fait des simulations de propagation du faisceaux. La figure 2.27 montre la propagation du faisceaux dans la cavité pour différents angles de réflexion sur le miroir de sortie. La figure 2.27a montre la propagation pour un angle de réflexion sur le miroir de sortie nominal de valeur $\beta = 2.557^\circ$, avec un ISL nominal de 879.4 MHz. La figure 2.26 montre les paramètres géométriques que l'on peut ajuster lors des simulations. Les figures 2.27b, 2.27c et 2.27d montrent la propagation pour un angle de réflexion sur le miroir de sortie respectivement de valeur 2β , 4β et 6β . Nous pouvons voir sur ces figures un minimum local et un minimum global pour chaque courbe, qui correspondent respectivement au waist entre les miroirs plans et au waist entre les miroirs sphériques. Nous pouvons également observer que plus l'angle de réflexion sur le miroir de sortie est élevé, plus les tailles de waist relatives au grand rayon et au petit rayon de l'ellipse sont différentes. En effet, pour le waist situé entre les miroirs plans avec l'angle de réflexion sur le miroir de sortie nominal β , la taille du waist relative au petit rayon de l'ellipse vaut 0.222 mm contre 0.224 mm pour le grand rayon de l'ellipse. Pour cette même position de waist avec un angle de réflexion sur le miroir de sortie de 6β , la taille du waist relative au petit rayon de l'ellipse vaut 0.199 mm contre 0.255 mm pour le grand rayon de l'ellipse. Pour le waist situé entre les miroirs sphériques avec l'angle de réflexion sur le miroir de sortie nominal β , la taille du waist relative au petit rayon de l'ellipse vaut 0.0552 mm contre 0.0551 mm pour le grand rayon de l'ellipse. Pour cette même position de waist avec un angle de réflexion sur le miroir de sortie de 6β , la taille du waist relative au petit rayon de l'ellipse vaut 0.0526 mm contre 0.0558 mm pour le grand rayon de l'ellipse. Ainsi, plus l'angle de réflexion sur le miroir de sortie est important, plus le mode dans la cavité va être elliptique.

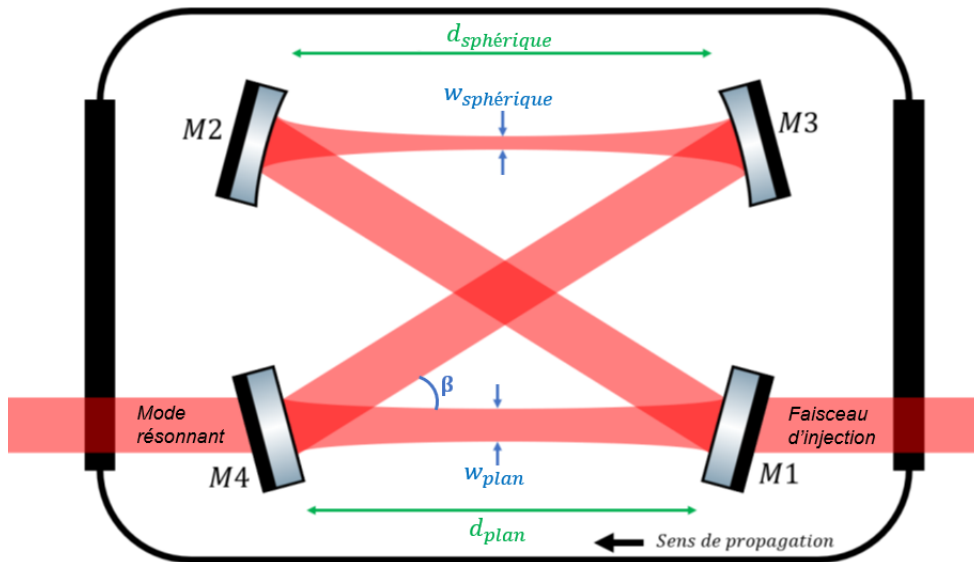


FIGURE 2.26 – Schéma de la cavité où sont représentés paramètres ajustables lors des simulations.

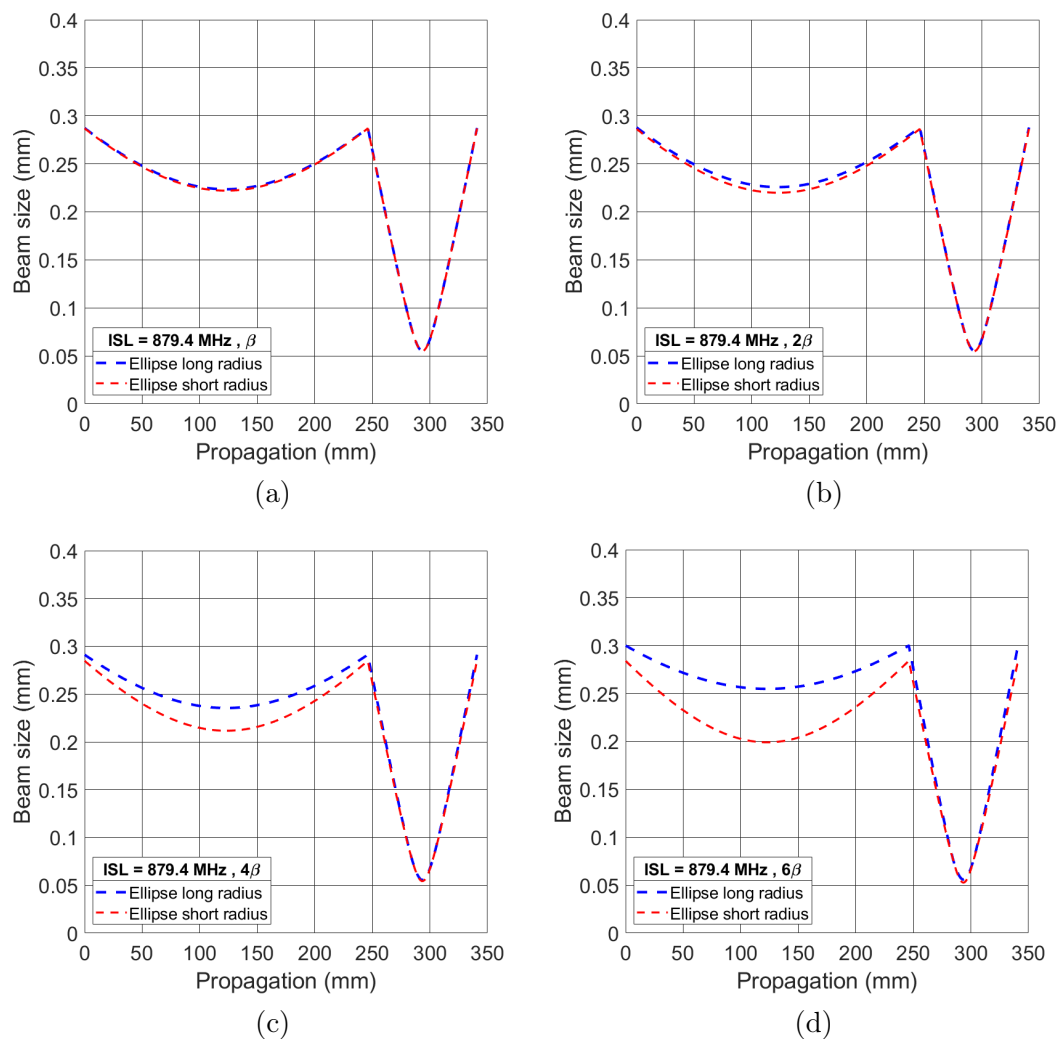
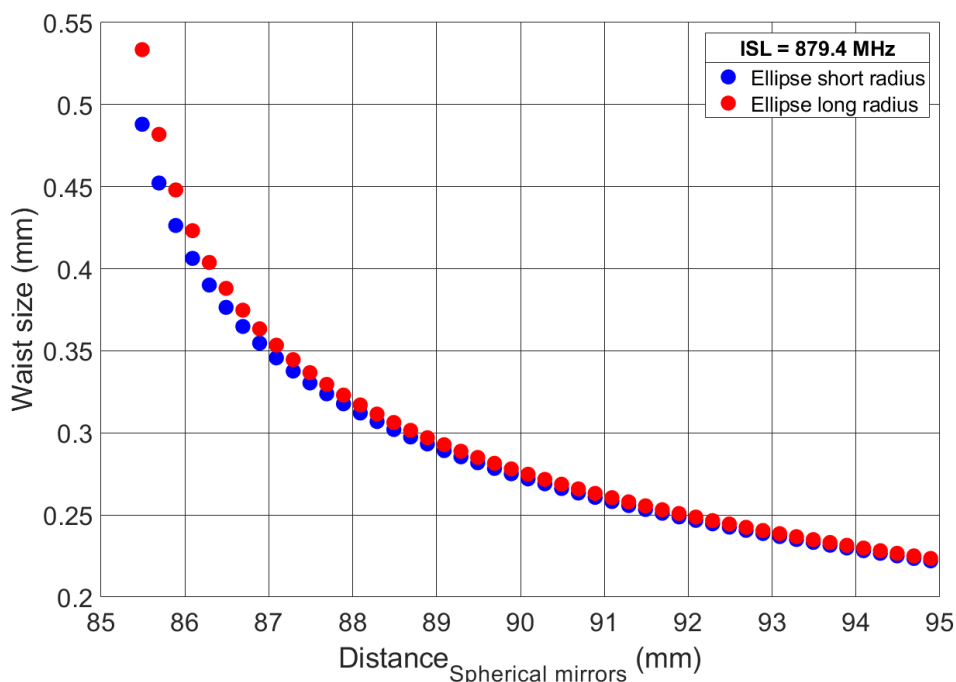
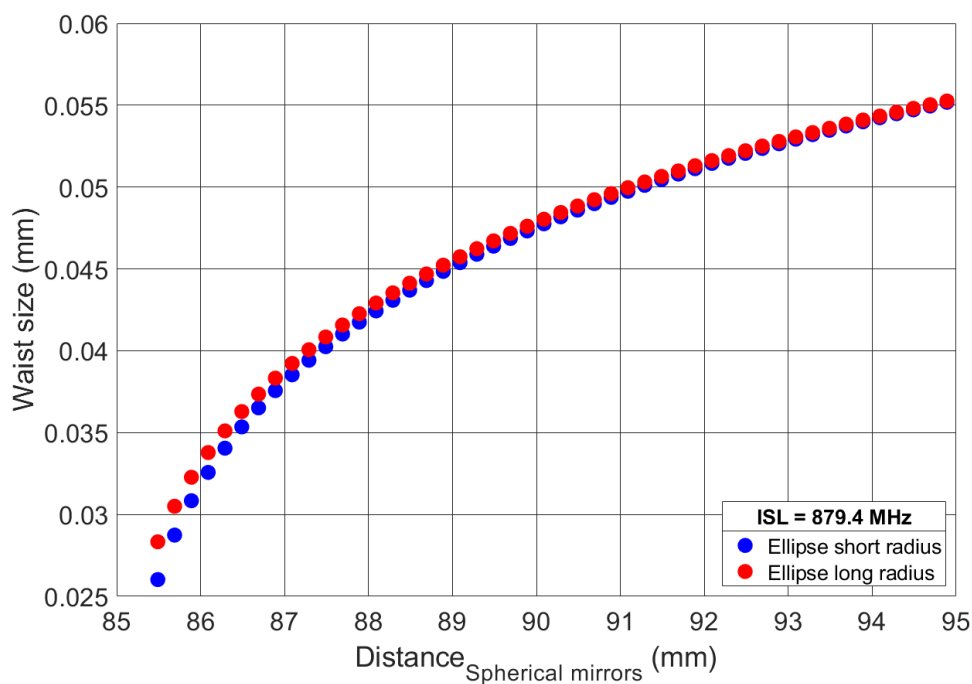


FIGURE 2.27 – Propagation du mode dans la cavité. (a) Propagation pour un angle de réflexion sur le miroir de sortie nominal de valeur $\beta = 2.557^\circ$, pour un ISL = 879.4 MHz, qui est la valeur nominale. (b) Propagation pour un angle de réflexion sur le miroir de sortie de valeur 2β . (c) Propagation pour un angle de réflexion sur le miroir de sortie de valeur 4β . (d) Propagation pour un angle de réflexion sur le miroir de sortie de valeur 6β .

Pour comprendre quels paramètres peuvent faire changer la taille du mode dans la cavité, j'ai fait une simulation de la taille des deux waists dans la cavité en fonction de l'écart entre les deux miroirs sphériques de la cavité, comme le montre la figure 2.28. Pour que cela soit plus proche de la réalité, la simulation est faite avec un ISL fixe qui est l'ISL nominal, ce qui veut dire que la distance introduite entre les miroirs sphériques est compensé sur la distance entre les miroirs plans. On peut voir grâce aux premiers points des courbes que la distance entre les miroirs sphériques ne peut pas être plus courte car la cavité ne serait plus stable. De plus, la taille du waist relative au petit rayon de l'ellipse et celle relative aux plus grand rayon de l'ellipse tendent à se rapprocher lorsque la distance entre les miroirs sphériques augmentent. On observe sur la figure 2.28a que la taille du waist entre les miroirs plans diminue lorsque la distance entre les miroirs sphériques augmente. La figure 2.28b montre quant à elle que la taille du waist entre les miroirs sphériques augmente lorsque la distance entre les miroirs sphériques augmente. Ainsi, plus la distance entre les miroirs sphériques augmente, moins le mode va être elliptique. Cela permet de savoir à quelle distance il faut positionner les miroirs sphériques pour avoir une ellipticité voulue, ce qui permet un meilleur recouvrement lors de l'interaction du faisceau d'électrons envoyé par le Linac avec le plus petit waist, ce dernier étant plus focalisé et donc favorisant les interactions.



(a)



(b)

FIGURE 2.28 – Tailles de waist en fonction de la distance entre les miroirs sphériques, à différents emplacements de la cavité. (a) Waist entre les miroirs plans. (b) Waist entre les miroirs sphériques. L'ISL de la cavité est à sa valeur nominale.

Enfin, J'ai fait une simulation pour comprendre comment varient les degrés de polarisation linéaire (DOLP) et circulaire (DOCP) dans la cavité, comme le montre la figure 2.29. Le DOCP et le DOLP sont définis à partir des paramètres de Stockes P_0, P_1, P_2, P_3 tels que :

$$DOLP = \frac{\sqrt{P_1^2 + P_2^2}}{P_0} \quad (2.5)$$

$$DOCP = \frac{|P_3|}{P_0} \quad (2.6)$$

La figure 2.29a montre l'évolution du DOLP et du DOCP lorsque l'on déplace verticalement les miroirs plans, l'un vers le haut et l'autre vers le bas, qui ne se retrouvent alors plus dans le plan dans lequel le faisceau se propage. On peut observer une diminution rapide du DOLP et une augmentation rapide du DOCP dans la cavité lors du décalage des miroirs. La figure 2.29b montre quant à elle l'évolution du DOLP et du DOCP lorsqu'un angle sur le revêtement des miroirs est appliqué. On observe qu'avec un angle inférieur à 44 mrad, le DOCP augmente et le DOLP diminue. Puis pour des angles supérieurs à cette valeur, la tendance s'inverse et on observe une augmentation du DOLP et une diminution du DOCP.

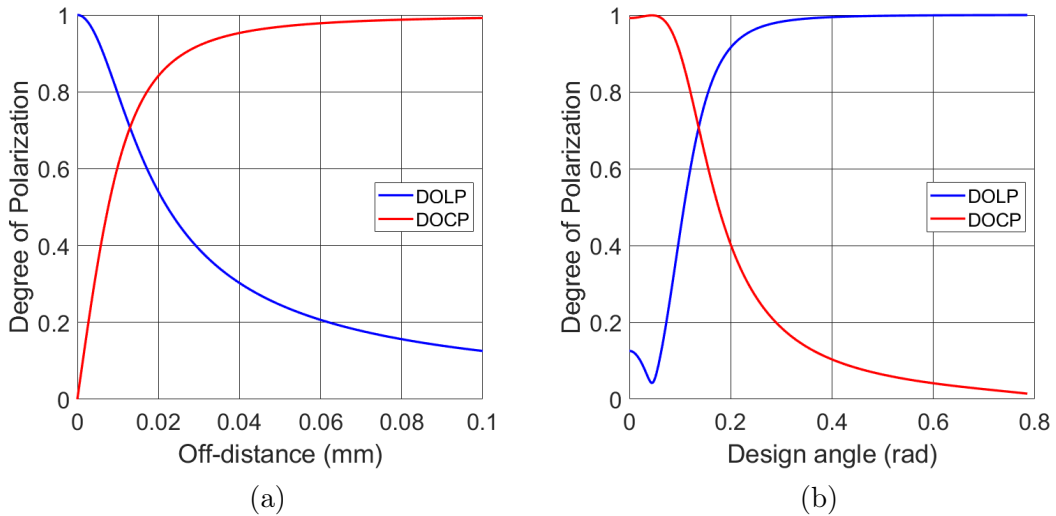


FIGURE 2.29 – Degré de polarisation circulaire et linéaire. (a) DOLP et DOCP en fonction de la distance des miroirs plan au plan dans lequel le faisceau se propage. (b) DOLP et DOCP en fonction de l'angle de revêtement des miroirs. L'ISL de la cavité est à sa valeur nominale.

Ces simulations ont été d'une grande aide dans la conception de la cavité, car ces paramètres sont omniprésents en conditions réelles. Les revêtements des miroirs présentent toujours un angle, que l'on peut difficilement contrôler, et la cavité n'est jamais exactement plane. Il faut donc être extrêmement minutieux pour obtenir l'état de polarisation attendu (ici un état de polarisation linéaire), ainsi que pour ajuster les tailles des waist, et donc du mode dans la cavité. Le tableau 2.4 récapitule les valeurs des paramètres utilisés lors de ces simulations.

Paramètres	nominaux
$d_{\text{sphériques}}$	90,49 mm
d_{plans}	79,63 mm
R_{courbure}	85 mm
β	2,557 °

TABLE 2.4 – Tableau des paramètres nominaux utilisés lors des simulations, donnant un ISL nominal de 879,4 MHz.

2.2.1.2 Conception des montures de miroirs

Un des éléments centraux lors de la conception de la cavité est le choix, la conception et l'usinage des montures permettant de fixer les miroirs. En premier lieu, un modèle a été établi à l'aide d'un logiciel de Conception Assistée par Ordinateur (CAO), pour permettre la visualisation de la monture une fois finie. La figure 2.30 permet de voir la platine de translation sur laquelle repose une pièce de métal, sur laquelle est fixée une monture pouvant être inclinée par des vis micrométriques. Enfin, une pièce de métal en demi-anneau est vissée dans la précédente pièce, sur laquelle un miroir est collé.

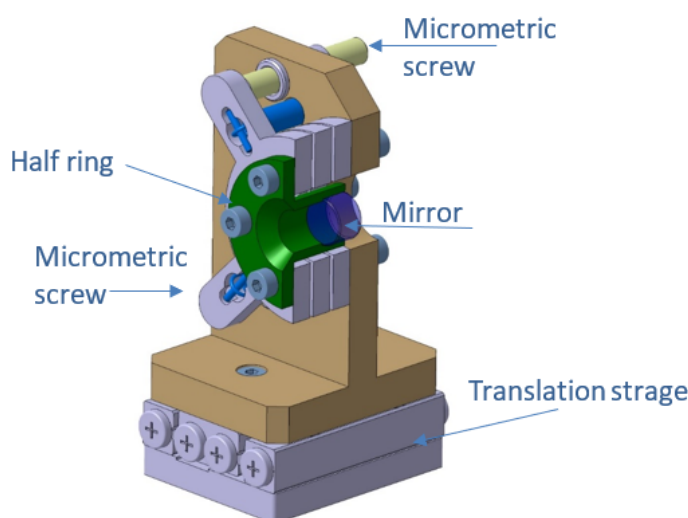


FIGURE 2.30 – Modèle CAO de la monture des miroirs.

La pièce représentée en figure 2.31 est une pièce qui a été conçue dans le but d'avoir le moins de frottement et d'hystérésis possible lors de l'ajustement de l'inclinaison des miroirs avec les vis micrométriques. C'est une monture de conception "flex", ce qui veut dire que le mouvement est produit par la déformation de la monture. Les différentes cotes permettent de se rendre compte de la précision d'usinage requise pour la fabriquer par électro-érosion. Deux matériaux ont été comparés : l'acier inoxydable et un alliage de titane Ta6V, composé de titane, de 6% d'aluminium et de 4% de vanadium. Différentes simulations ont été effectuées afin de choisir le matériau qui est le plus apte à supporter les contraintes appliquées lors de l'appui des vis. Celui

supportant le mieux les contraintes imposées étant le Ta6V, la pièce a donc été usinée dans ce matériau. Le support "T-mount" des montures sont en aluminium, et le demi-anneau est usiné en acier inoxydable. On peut voir sur la figure 2.32 la totalité des pièces qui constituent les quatre montures des miroirs de la cavité après usinage.

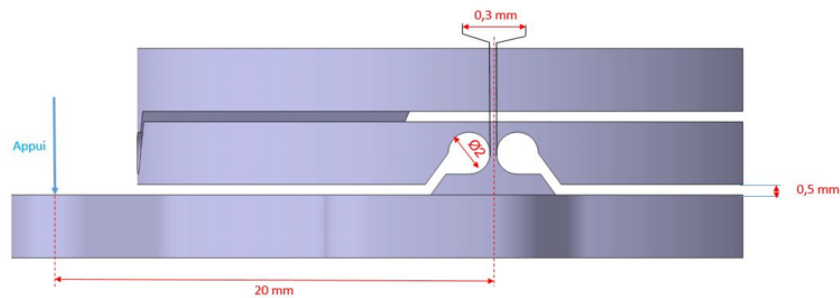


FIGURE 2.31 – Schéma de la monture "flex" permettant d'ajuster l'inclinaison des miroirs, avec les différentes cotes utiles.

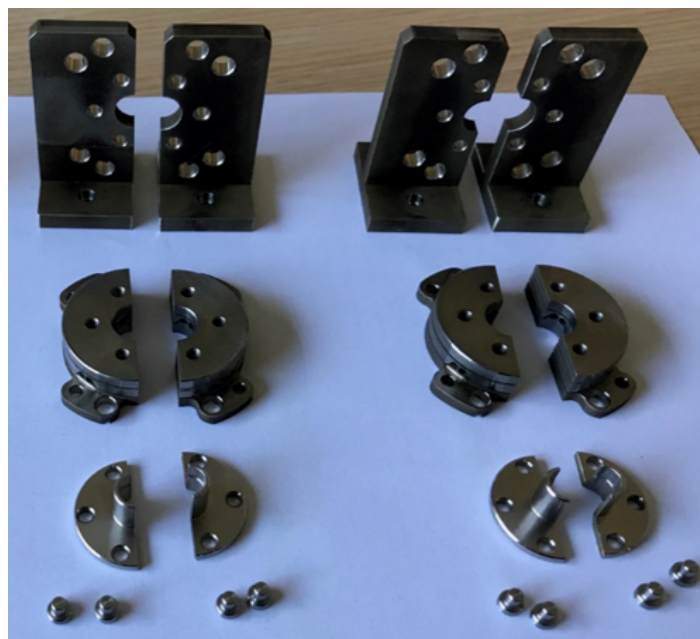


FIGURE 2.32 – Ensemble des pièces constituant les montures usinées. De haut en bas : les supports "T-mount", les montures "flex", les demi-anneaux et les vis de fixation.

Après avoir usiné les pièces, celles-ci ont été assemblées une première fois pour vérifier qu'il n'y a pas eu d'erreur de conception et de problèmes lors de l'usinage. La figure 2.33 montre le premier prototype assemblé des montures des miroirs de la cavité, et la figure 2.34 montre les montures sur lesquelles sont collés les miroirs installés dans la cavité. On peut observer également les câbles servant au contrôle des platines de translation sur lesquelles sont posées les montures.

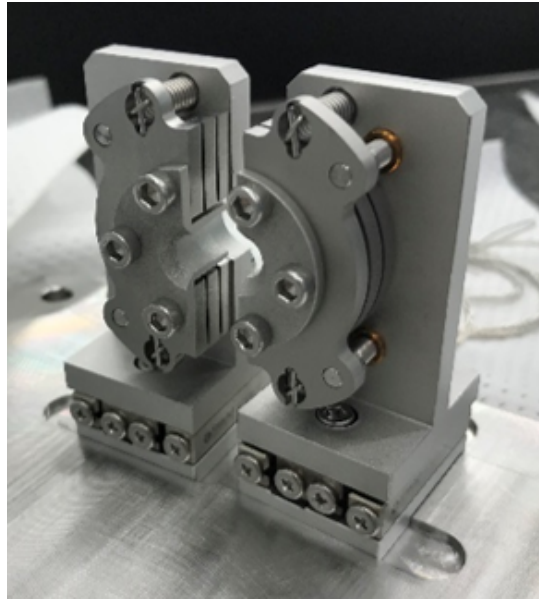


FIGURE 2.33 – Premier prototype de monture de miroir assemblé.

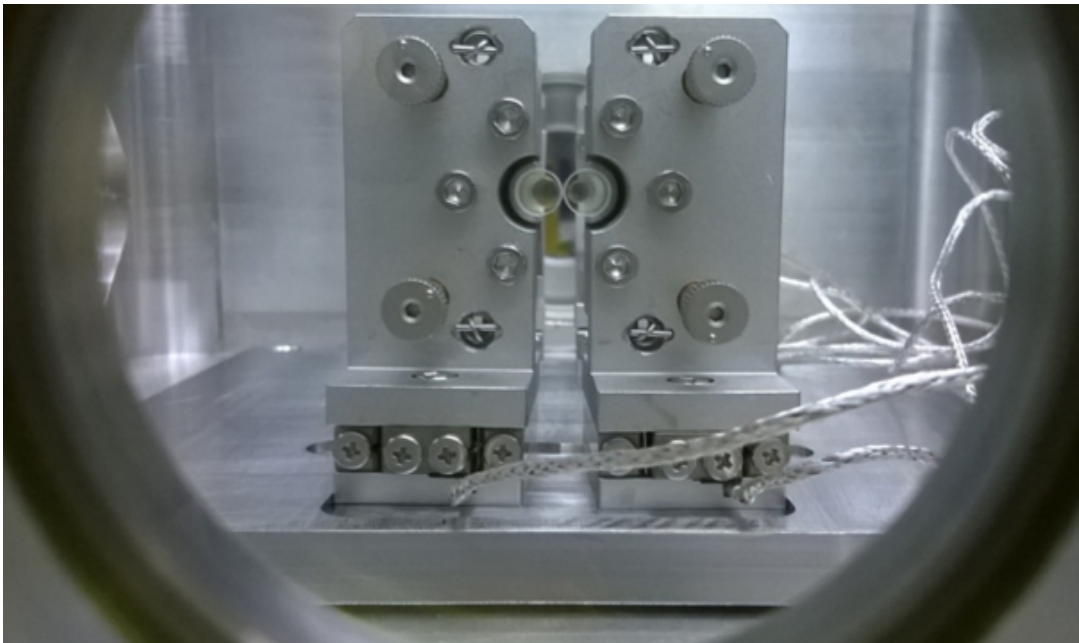


FIGURE 2.34 – Montures avec les miroirs collés installées dans la cavité.

2.2.1.3 Caractérisation de la cavité

Pour les travaux expérimentaux effectués lors de cette thèse j'ai utilisé cette cavité avec deux jeux de miroirs différents. Le premier jeu de miroirs sera appelé cavité V1.1, tandis que le deuxième jeu de miroirs sera appelé cavité V1.2. Pour caractériser ces deux cavités, une des premières choses à faire est de mesurer la transmission de leurs miroirs. Les miroirs étaient déjà montés dans la cavité quand je suis arrivé, j'ai donc fait les

mesures de transmission lors du changement de miroirs. Pour cela j'ai utilisé le faisceau issu du Tangor pour le faire traverser chaque miroir de la cavité indépendamment, et j'ai mesuré la puissance moyenne du faisceau avant et après le miroir. La figure 2.35 montre la transmission des miroirs en fonction de la puissance moyenne. J'ai élargi la prise de données en répétant l'expérience pour deux cadences différentes sur deux des trois miroirs, et l'on peut voir que la transmission diffère légèrement entre les deux cadences. Les barres d'erreur sont calculées par rapport à l'incertitude de mesure sur le puissance-mètre, et certaines d'entre elles sont noyées dans les marqueurs. La tendance des courbes est décroissante lorsque puissance moyenne augmente, et cela pourrait s'expliquer par le fait qu'un iris a été placé en transmission du miroir pour éviter toute pollution extérieure. Les "ailes" de la gaussienne sont tronquées, ce qui expliquerait cette décroissance. Mais les variations présentes lors de ces mesures restent difficilement explicable, et peuvent être liées à des difficultés opérationnelles. On prendra donc l'écart maximal de ces mesures comme estimation de l'incertitude sur la mesure en transmission. De plus, pour choisir les valeurs de transmission utilisées pour les différents calculs et simulations autour de la cavité, j'ai choisi de prendre la valeur moyenne des points pour chaque miroir :

$$\begin{cases} T_{test} \approx 10700 \pm 900 \text{ PPM} \\ T_1 \approx 590 \pm 70 \text{ PPM} \\ T_{2,3,4} \approx 11,9 \pm 0,7 \text{ PPM} \end{cases} \quad (2.7)$$

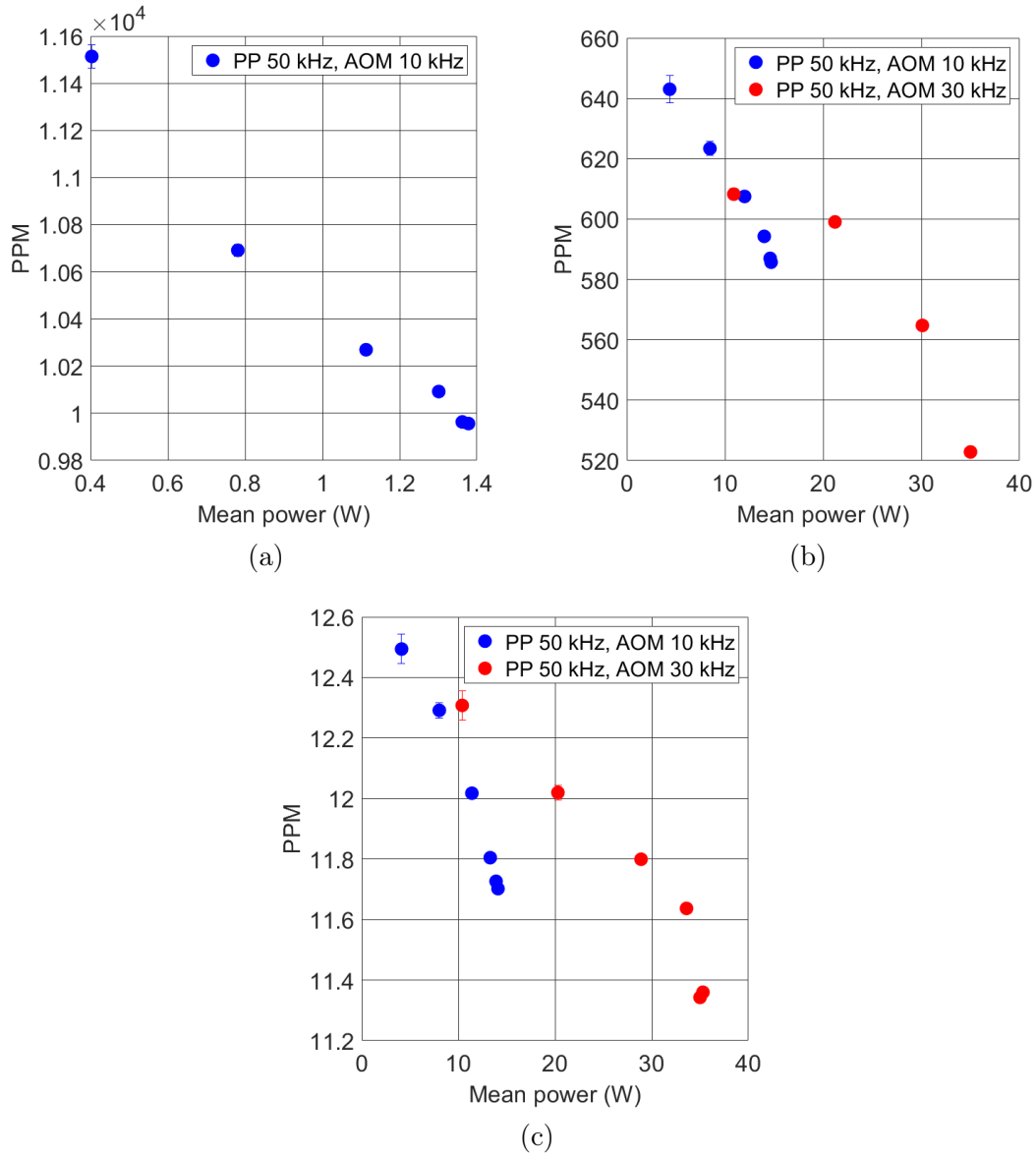


FIGURE 2.35 – Mesures de transmission des miroirs de la cavité. (a) Miroir test. (b) Miroir d’entrée des cavités V1.1 et V1.2. (c) Autres miroirs communs aux deux cavités.

Après avoir mesuré la transmission des miroirs, nous avons dû mesurer la finesse de la cavité pour continuer sa caractérisation. Pour mesurer cette finesse, une méthode est de se placer à la résonance principale de la cavité, puis de faire un balayage en fréquence autour de cette résonance principale. Cela va donner une puissance transmise différente au fur et à mesure du balayage de fréquence et la courbe de cette puissance transmise mesurée à la photodiode peut être reliée à la finesse. Sur la figure 2.36, on peut voir l'effet du balayage en fréquence sur la courbe jaune et la courbe verte, la première étant relative à la transmission de la cavité et la deuxième à la réflexion. La courbe rose représente la tension envoyée au composant piezo-électrique permettant le balayage en fréquence. Après avoir récupéré ces données, je les ai analysées pour trouver la valeur de la finesse. Pour cela j'ai fait une régression de la courbe en transmission par une fonction d'Airy donnée par l'expression suivante :

$$Fit_{\text{Airy}} = y_{\min} + (y_{\max} - y_{\min}) \frac{1}{1 + \left(\frac{t-t_0}{T}\right)^2} \quad (2.8)$$

Où les termes y_{\min} , y_{\max} , t_0 et T sont des paramètres ajustables pour que la régression soit le plus proche des données possible, t représentant le temps et T la transmission. Après cela, grâce à la vitesse de balayage en fréquence choisie lors de la prise de données k_ν , ainsi qu'avec la valeur de l'ISL de la cavité, j'ai pu calculer la valeur de la finesse. On rappelle ici que la finesse et le gain de la cavité sont données par les équations 2.9 et 2.10, respectivement :

$$\mathcal{F} = \frac{ISL}{\Delta\nu} = \frac{ISL}{2Tk_\nu} = \frac{\pi\sqrt{r}}{1-r} \quad (2.9)$$

$$G = \frac{t_1^2 \mathcal{F}}{\pi^2 r} = \frac{T_1 \mathcal{F}}{\pi^2 r} \quad (2.10)$$

Avec $r = r_1 r_2 r_3 r_4$, $\Delta\nu$ la largeur de raie ou bande passante de la cavité et t_1 la transmission du miroir d'entrée en champ et T_1 la transmission du miroir d'entrée en intensité (cf. Section 1.3.2). Nous avons trouvé que la finesse $\mathcal{F}_{V1.1}$ de la cavité V1.1 est de 2000, et que la finesse $\mathcal{F}_{V1.2}$ de la cavité V1.2 est de 7300. La figure 2.37 montre les données récupérées de la courbe de transmission de la cavité V1.2 lors du balayage en fréquence, ainsi que la régression de cette courbe à partir de laquelle on retrouve la finesse. On a également pu estimer grâce aux valeurs de finesse calculées le gain maximum réel pour chaque cavité. Pour la cavité V1.1, le gain $G_{V1.1}$ est de 250, et pour la cavité V1.2, le gain $G_{V1.2}$ est de 3000. Une explication permettant de comprendre les différences de valeurs observées entre la finesse des deux cavités serait environnementale. En effet, la cavité V1.1 était installée depuis plus de cinq ans dans la salle optique, ce qui a pu entraîner des dégradations (revêtement des miroirs, poussières...) qui engendrent une perte de finesse. La cavité V1.2 a été montée au cours de la dernière année de cette thèse, en prenant particulièrement soin de la propreté des miroirs, d'où une finesse plus élevée.

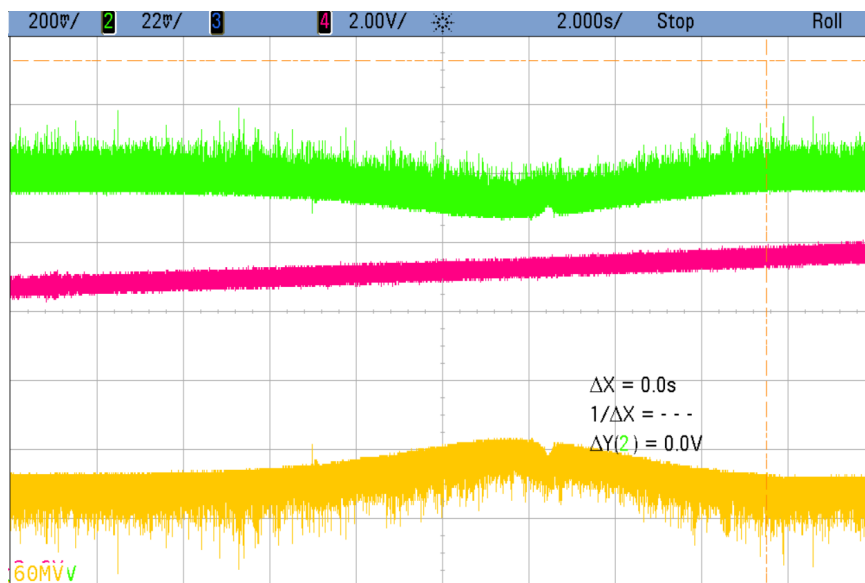


FIGURE 2.36 – Mesure de finesse de la cavité V1.1, $\mathcal{F}_{V1.1} = 2000$. La courbe jaune représente l'intensité reçue en transmission de la cavité, tandis que la courbe verte représente l'intensité reçue en réflexion de la cavité. La courbe rose représente la tension envoyée au composant piezo-électrique.

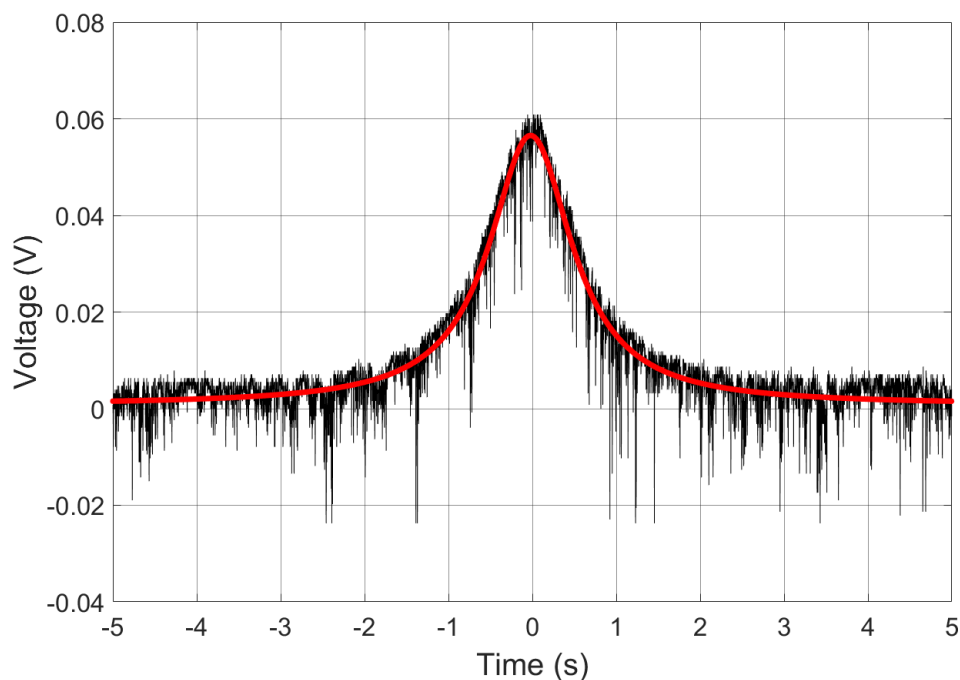


FIGURE 2.37 – Mesure de finesse de la cavité V1.2, $\mathcal{F}_{V1.2} = 7300$. La courbe noire représente la mesure de la transmission de la cavité. La courbe rouge est la régression de la courbe noire.

2.2.2 Mise en forme spatiale des faisceaux

A la sortie des amplificateurs Lockline et Tangor, le faisceau est mis en forme spatialement, et la polarisation de chaque faisceau est ajustée. Pour cela il faut soigneusement choisir les optiques à placer sur les chemins optiques pour pouvoir régler ces paramètres.

2.2.2.1 Choix des optiques

Le faisceau en sortie de l'amplificateur Lockline traverse un collimateur pour sortir en espace libre ainsi qu'une lentille de focale 1 m. Comme il n'y a qu'une lentille dans le trajet du faisceau, cela permet de n'ajuster qu'un seul paramètre, soit la taille du faisceau en un point donné, soit la taille du waist. Les autres paramètres comme le déplacement angulaire ou les translations transversales seront ajustés grâce aux miroirs de renvoi. Nous pouvons définir ici le waist d'un faisceau gaussien comme étant la distance au centre du faisceau (au maximum d'amplitude) à laquelle le champ électrique est égal à $1/e$ fois le maximum d'amplitude. La taille de waist attendue entre les miroirs plans de la cavité est de $224 \mu\text{m}$, ce qui correspond au meilleur couplage spatial sur le mode fondamental dans cette configuration. La lentille est choisie par empirisme au regard de la taille de waist attendue entre les miroirs plans de la cavité. Comme cela n'impacte pas de manière significative l'asservissement de la cavité, on ne recherche donc pas une précision plus fine au niveau du couplage spatial avec un télescope dont la mise en place et l'alignement avec la cavité est plus laborieux. Le faisceau du Tangor, quant à lui, traverse un télescope constitué de deux lentilles permettant de passer d'un faisceau dont la taille du waist est 3 mm à un faisceau dont la taille du waist entre les miroirs plans vaut $224 \mu\text{m}$. Cela permet d'obtenir un meilleur ajustement du couplage spatial, et ainsi un meilleur stockage de l'énergie dans la cavité. La figure 2.38 montre la taille et la position des waist dans la cavité ainsi que la distance entre les miroirs.

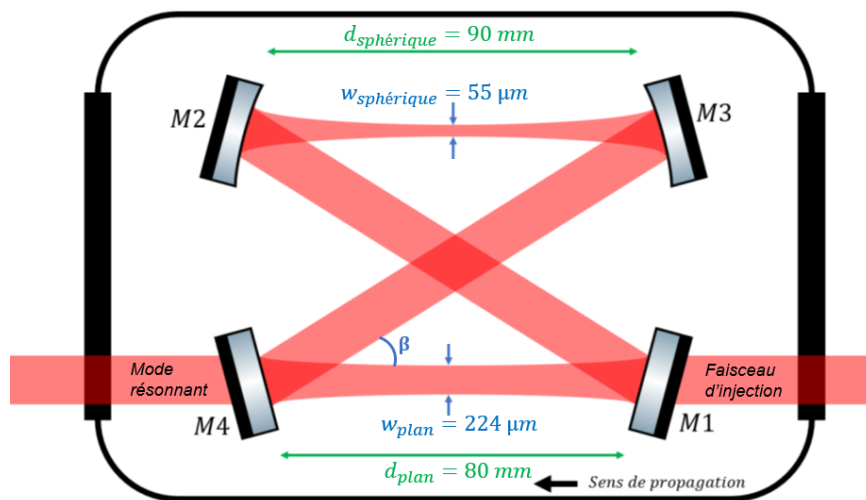


FIGURE 2.38 – Schéma de la cavité où sont représentés les tailles de waist et les distances entre les miroirs.

2.2.2.2 Imagerie des faisceaux

La taille et la position du waist entre les miroirs sont très importantes pour que le couplage du faisceau injecté au mode fondamental puisse être optimisé. Pour pouvoir suivre l'évolution du faisceau injecté dans la cavité au fur et à mesure des différentes expériences, j'ai prélevé une partie du faisceau injecté ($\approx 1\%$) qui est renvoyé sur deux caméras. L'une des deux caméras, devant laquelle un télescope constitué de deux lentilles est installé, est associée au champ proche (Near Field, NF). Cette caméra fait l'imagerie du faisceau à l'endroit où celui-ci est prélevé, et cela permet d'observer le déplacement transversal du faisceau. L'autre caméra, devant laquelle une seule lentille est installée, est associée au champ lointain (Far Field, FF) et est placée au foyer de la lentille. Cela permet de n'être sensible qu'au déplacement angulaire du faisceau. La combinaison de ces deux caméras permet aussi d'observer le changement de divergence du faisceau lors des expériences. En effet, si le rapport entre le diamètre du faisceau observé sur la caméra FF et le diamètre du faisceau observé sur la caméra NF augmente, la divergence est plus importante, tandis que si le rapport diminue, la divergence est plus faible. Ce dispositif permet de régler de façon précise la position du faisceau injecté dans la cavité en ajustant précisément l'orientation d'une paire de miroirs de renvoi située sur la ligne de la Lockline et une autre située sur la ligne du Tangor. Cela permet de trouver le meilleur couplage spatial sur une des deux voies, de repérer les coordonnées sur les caméras et de superposer le second faisceau de manière précise. J'ai mesuré la taille du faisceau sur ces deux caméras et en transmission de la cavité. J'ai ensuite comparé les mesures faites sur la cavité V1.1 avec celles faites sur la cavité V1.2. Cela permet de voir, en cas de couplage différent, si cela provient des caractéristiques du faisceau laser injecté. Pour faire ces comparaisons, j'ai pris les données des images des caméras, sommé l'intensité des pixels sur l'axe X et l'axe Y , et les ai normalisées par rapport au maximum. Les figures 2.39a et 2.39b montrent les images du faisceau d'injection prises sur la caméra FF, respectivement pour la cavité V1.1 et pour la cavité V1.2. Les figures 2.39c et 2.39d montrent les courbes données par la somme des pixels normalisée sur l'axe X et sur l'axe Y respectivement, pour les deux cavités. Les figures 2.40 et 2.41 montrent ces mêmes images prises sur la caméra NF et en transmission, respectivement.

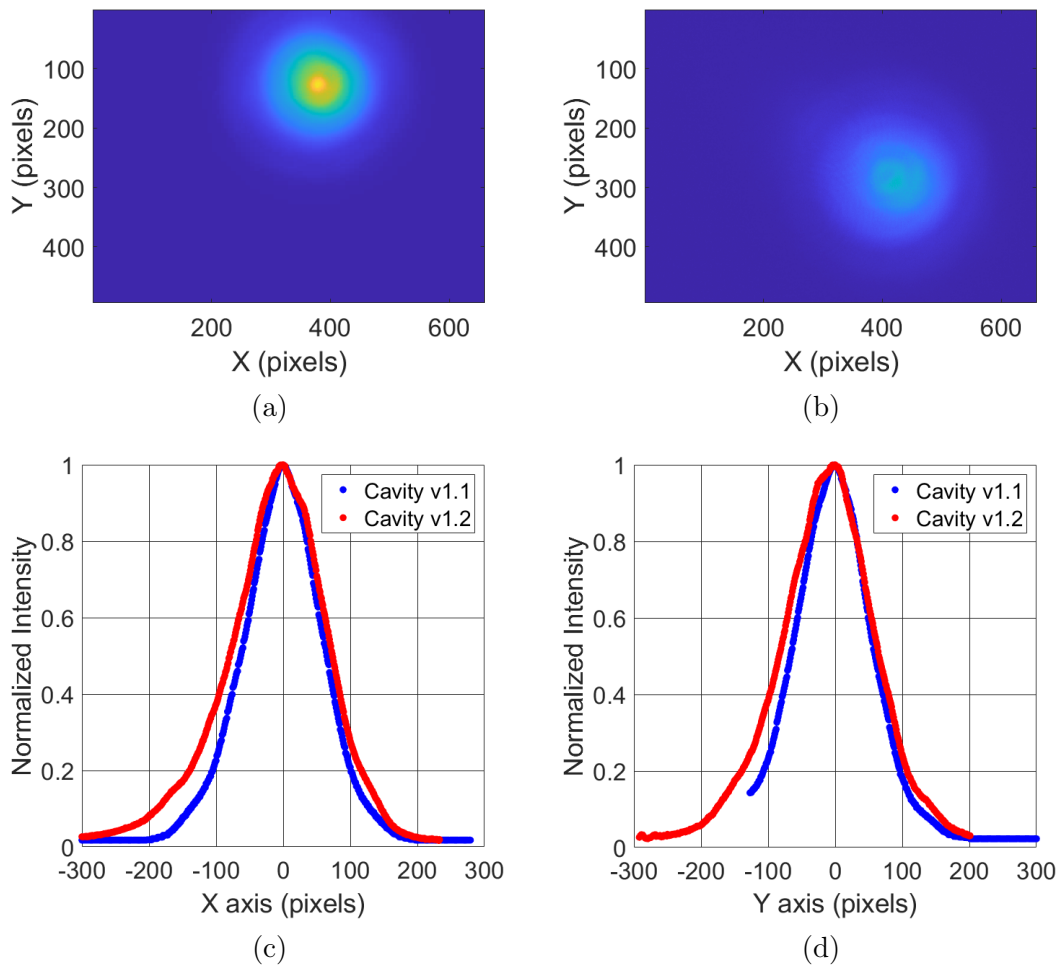


FIGURE 2.39 – Images du faisceau injecté dans la cavité V1.1 et V1.2 sur la caméra en champ lointain (FF) et leurs projection sur les axes X et Y. (a) Cavité V1.1. (b) Cavité V1.2. (c) Projection de l'intensité sur l'axe X pour la cavité V1.1 et la cavité V1.2. (d) Projection de l'intensité sur l'axe Y pour la cavité V1.1 et la cavité V1.2.

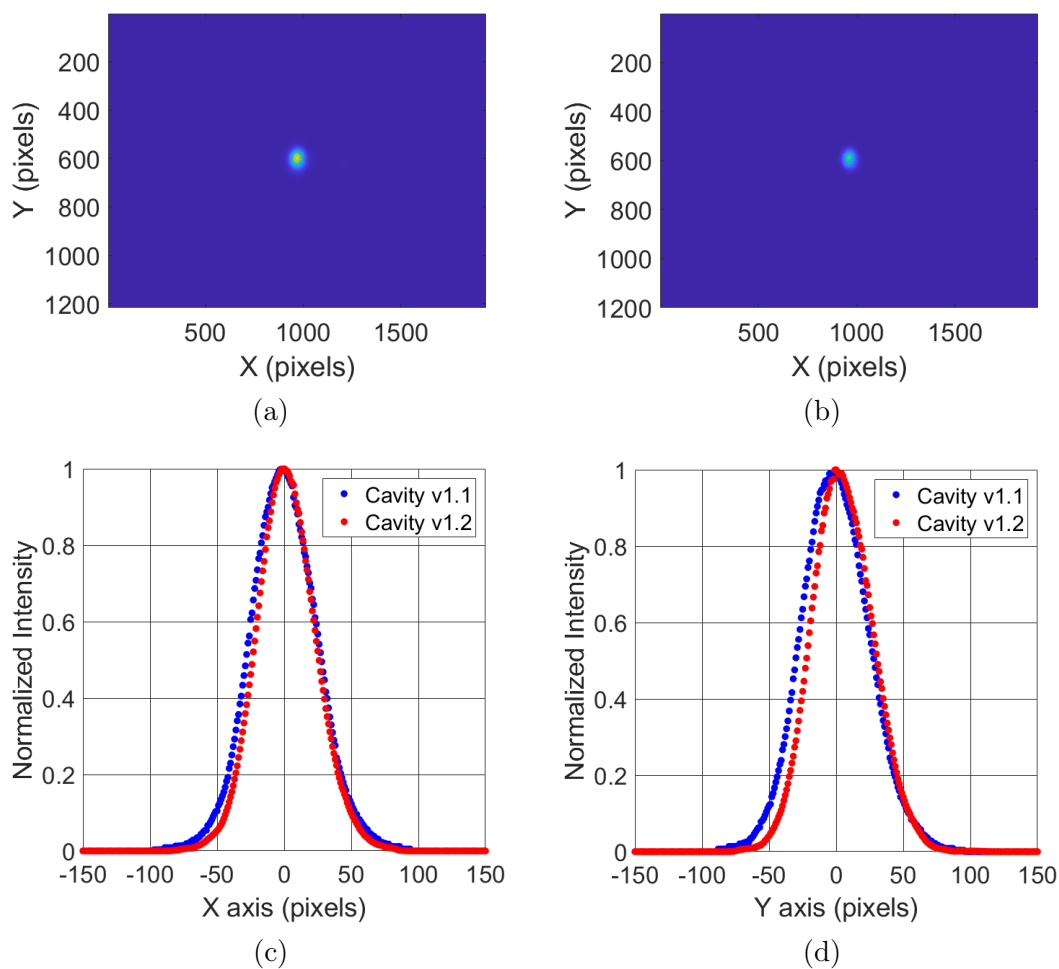


FIGURE 2.40 – Images du faisceau injecté dans la cavité V1.1 et V1.2 sur la caméra en champ proche (NF) et leurs projection sur les axes X et Y. (a) Cavité V1.1. (b) Cavité V1.2. (c) Projection de l'intensité sur l'axe X pour la cavité V1.1 et la cavité V1.2. (d) Projection de l'intensité sur l'axe Y pour la cavité V1.1 et la cavité V1.2.

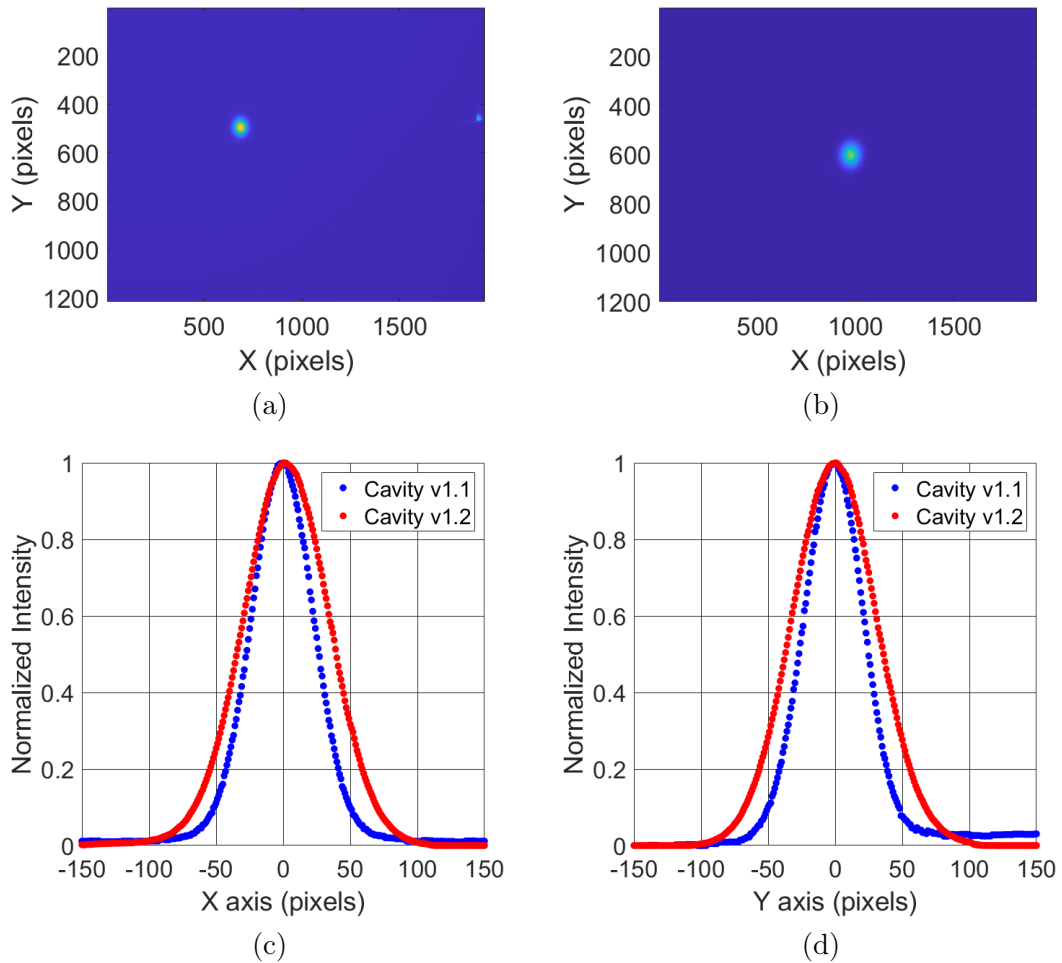


FIGURE 2.41 – Images du faisceau transmis par la cavité V1.1 et V1.2 sur la caméra en transmission et leurs projection sur les axes X et Y. (a) Cavité V1.1. (b) Cavité V1.2. (c) Projection de l'intensité sur l'axe X pour la cavité V1.1 et la cavité V1.2. (d) Projection de l'intensité sur l'axe Y pour la cavité V1.1 et la cavité V1.2.

La caméra FF possède un capteur de 3,69 mm par 2,77 mm, et les caméras NF et en transmission possèdent un capteur 11,14 mm par 6,96 mm. Pour ces trois caméras, la taille d'un pixel du capteur est donc de 5,8 μm par 5,8 μm . Grâce à cela on peut calculer les tailles de faisceaux vues par les caméras. Les tableaux 2.5 et 2.6 récapitulent ces tailles de faisceaux aux différents emplacements des caméras pour les cavités V1.1 et V1.2 respectivement. On peut ainsi voir que le faisceau injecté dans la cavité V1.2 est plus divergent que celui injecté dans la cavité V1.1 (la FWHM en champ proche est plus petite alors que la FWHM en champ lointain est plus grande). Cela est visible également car la FWHM du faisceau transmis par la cavité V1.2 est plus grande que celle du faisceau transmis par la cavité V1.1. Les tailles de faisceaux étant similaires, on s'attend à une similitude des couplages du laser dans les deux cavités.

Cavité V1.1	FWHM _X (μm)	FWHM _Y (μm)
Champ lointain (FF)	742,4	730,8
Champ proche (NF)	324,8	313,2
Transmission	313,2	301,6

TABLE 2.5 – Tableau récapitulatif des tailles de faisceaux en NF, FF et transmission pour la cavité V1.1.

Cavité V1.2	FWHM _X (μm)	FWHM _Y (μm)
Champ lointain (FF)	881,6	864,2
Champ proche (NF)	290	307,4
Transmission	429,2	423,4

TABLE 2.6 – Tableau récapitulatif des tailles de faisceaux en NF, FF et transmission pour la cavité V1.2.

2.2.3 Mise en forme de la polarisation des faisceaux

Les deux faisceaux en provenance de la Lockline et du Tangor sont combinés à l'aide d'un coupleur optique en polarisation avec un revêtement, dont les courbes de réflexion selon la polarisation sont représentées en figure 2.42. Ces courbes montrent que pour un faisceau laser d'une longueur d'onde de 1030 nm, moins de 2% du faisceau est réfléchi lorsque la polarisation de celui-ci est contenue dans le plan d'incidence (polarisation p), alors que plus de 99,9% du faisceau est réfléchi lorsque la polarisation de celui-ci est orthogonale au plan d'incidence (polarisation s). A l'inverse, le pourcentage du faisceau transmis est élevé pour l'état de polarisation p, et faible pour l'état de polarisation s. Cela permet en théorie de pouvoir coupler les deux voies si elles possèdent une polarisation orthogonale l'une par rapport à l'autre.

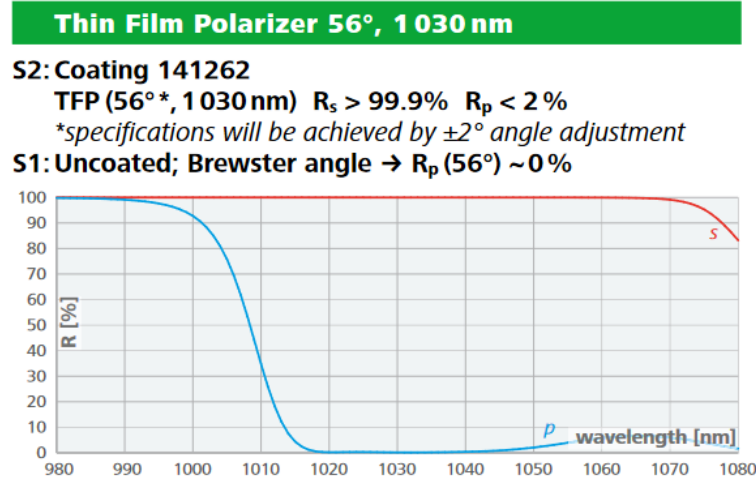


FIGURE 2.42 – Courbes de réflexion en fonction de la polarisation du coupleur LAYER-TEC utilisé pour combiner les deux faisceaux.

Les courbes qui sont présentées précédemment sont des courbes théoriques de la réflexion du faisceau en fonction de la polarisation à 1030 nm. En cela, certaines différences ont été observées lors des expériences visant à ajuster la polarisation. J'ai mesuré que l'état de polarisation du faisceau en provenance de la Lockline n'était pas totalement une polarisation s. De même, l'état de polarisation du faisceau en provenance du Tangor n'était pas totalement une polarisation p. De plus, les polarisations des deux faisceaux après le coupleur peuvent ne pas être orthogonales à cause du défaut d'extinction du coupleur. Tous ces défauts posent problème car il sera impossible de dissocier la contribution de la Lockline et la contribution du Tangor sur un état de polarisation donné. A cause de cela, le système d'asservissement pourrait être perturbé en recevant une partie du signal du Tangor en plus de celui de la Lockline (cf. Section 2.3). Ces phénomènes peuvent être dus à une imprécision sur l'angle du coupleur optique. Pour pallier en partie cela, j'ai ajouté en sortie de Lockline et en sortie de Tangor des lames à retard de phase $\lambda/2$ pour pouvoir régler l'orientation de la polarisation de chacun des deux faisceaux indépendamment et les rendre au mieux orthogonaux. J'ai mesuré les états de polarisation des deux faisceaux recombinés pour m'assurer de l'orthogonalité de ces états de polarisation. Cette mesure a été faite avec un polarimètre. A partir des paramètres de Stokes P_0, P_1, P_2, P_3 , celui-ci restitue les paramètres de Stokes normalisés $S_0 = 1, S_1 = P_1/P_0, S_2 = P_2/P_0, S_3 = P_3/P_0$ ainsi que les paramètres de l'ellipse de polarisation, tels que le demi-grand axe a , le demi-petit axe b , l'ellipticité ε et l'angle entre le référentiel du laboratoire et les axes de l'ellipse η . Les relations entre ces différents paramètres sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} S_1 = \cos 2\varepsilon \cos 2\eta \\ S_2 = \cos 2\varepsilon \sin 2\eta \\ S_3 = \sin 2\varepsilon \\ \tan 2\varepsilon = \frac{2ab}{a^2 - b^2} \\ \sin 2\varepsilon = \frac{2ab}{a^2 + b^2} \\ \varepsilon = \frac{b}{a} \end{array} \right. \quad (2.11)$$

La figure 2.43 montre les paramètres utilisés placés sur l'ellipse de polarisation.

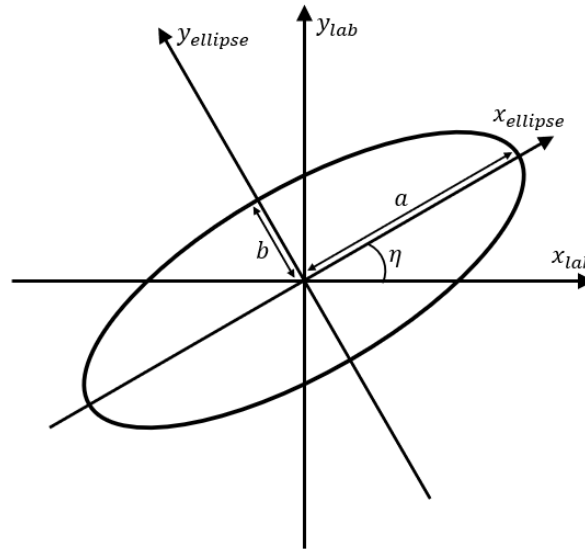


FIGURE 2.43 – Schéma de l'ellipse de polarisation.

Ainsi par reconstruction, comme on peut le voir sur la figure 2.44, j'ai pu déterminer les états de polarisation du Tangor et de la Lockline après le coupleur optique. Les explications détaillées de la reconstruction sont explicitées en référence [115]. L'ellipse représentant les états de polarisation est reconstruite telle que :

$$\begin{cases} x &= a \cos(\eta) \cos(t) - b \sin(\eta) \sin(t) \\ y &= a \sin(\eta) \cos(t) + b \cos(\eta) \sin(t) \end{cases} \quad (2.12)$$

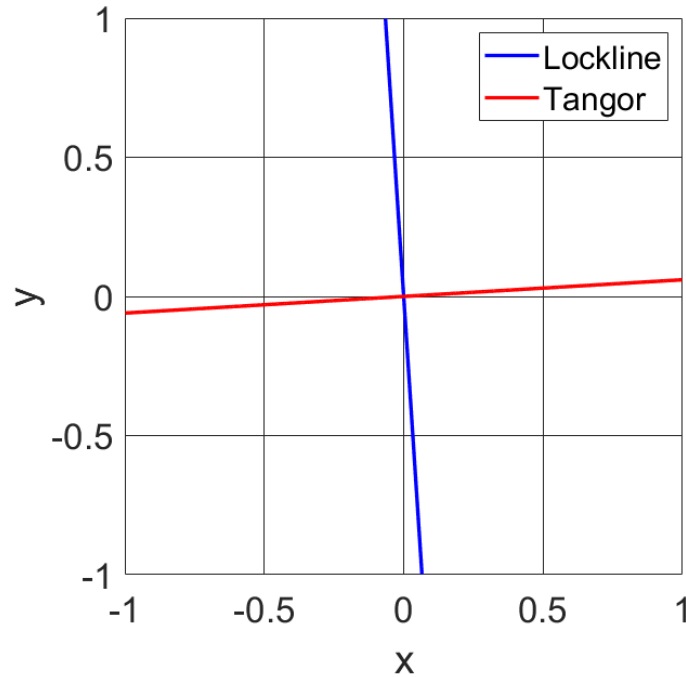


FIGURE 2.44 – Représentation de la polarisation de la Lockline (en bleu) et du Tangor (en rouge).

2.3 Mise en œuvre de l'asservissement

Pour que la fréquence de répétition de l'oscillateur GHz F_{rep} et l'ISL de la cavité Fabry-Perot soient accordées, j'ai mis en place avec l'aide de l'équipe du laboratoire le système permettant d'asservir le laser sur la cavité. Ce système utilise la méthode PDH décrite précédemment (cf. Section 1.3.3). Nous utilisons ici le faisceau en provenance de la Lockline car le train d'impulsion doit être continu pour permettre un asservissement permanent. L'oscillateur délivre un train d'impulsions dont la fréquence de répétition est déterminée par la longueur de la cavité laser. Cette longueur de cavité peut être ajustée grâce au composant piezo-électrique sur lequel est collé le SESAM faisant office de fond de cavité laser (cf. Section 2.1.1.1). Le faisceau sortant de l'oscillateur GHz est envoyé dans la Lockline pour y être amplifié, et dans laquelle se trouve un EOM. Un générateur délivre un signal de modulation à l'EOM pour que le faisceau transmis soit modulé à 8,3 MHz, ce qui introduit une modulation de fréquence (cf. Section 1.2.3.2). Le faisceau modulé est ensuite injecté dans la cavité, où une partie sera transmise par le miroir d'entrée et une autre réfléchi. Le faisceau réfléchi par la cavité est récupéré par un boîtier électronique appelé boîtier PDH, composé d'une photodiode, d'un mixeur et d'un filtre. Un signal de fréquence 8,3 MHz, délivré par le même générateur que celui utilisé pour délivrer un signal à l'EOM, est envoyé dans le mixeur du boîtier PDH. Cela permet d'effectuer la démodulation du signal capté par la photodiode en entrée du boîtier PDH. Le signal résultant de cette démodulation est ensuite filtré pour obtenir le signal d'erreur en sortie du boîtier PDH. Ce signal d'erreur est injecté dans un système électronique appelé Laselock, qui est composé d'un correcteur Proportionnel Intégral

Dérivé (PID). Ce Laselock permet d'ajuster les paramètres de gain, de dérivée et d'intégration du PID pour stabiliser l'asservissement. De plus, le Laselock possède des fonctionnalités autres que le réglage du PID, comme une possibilité de filtrer le signal en entrée et en sortie, ainsi qu'une procédure d'accroche pour l'asservissement. Le signal de correction en sortie du Laselock est envoyé sur le composant piezo-électrique, ce qui va changer la longueur de cavité et permettre l'ajustement de la fréquence de répétition de l'oscillateur GHz. Le faisceau transmis par la cavité est récupéré par une photodiode et le signal obtenu est transmis au Laselock. Ce signal permet d'obtenir un seuil de déclenchement de l'asservissement lorsque l'intensité du signal est assez élevée. La figure 2.45 montre l'ensemble de la boucle d'asservissement et ses composants.

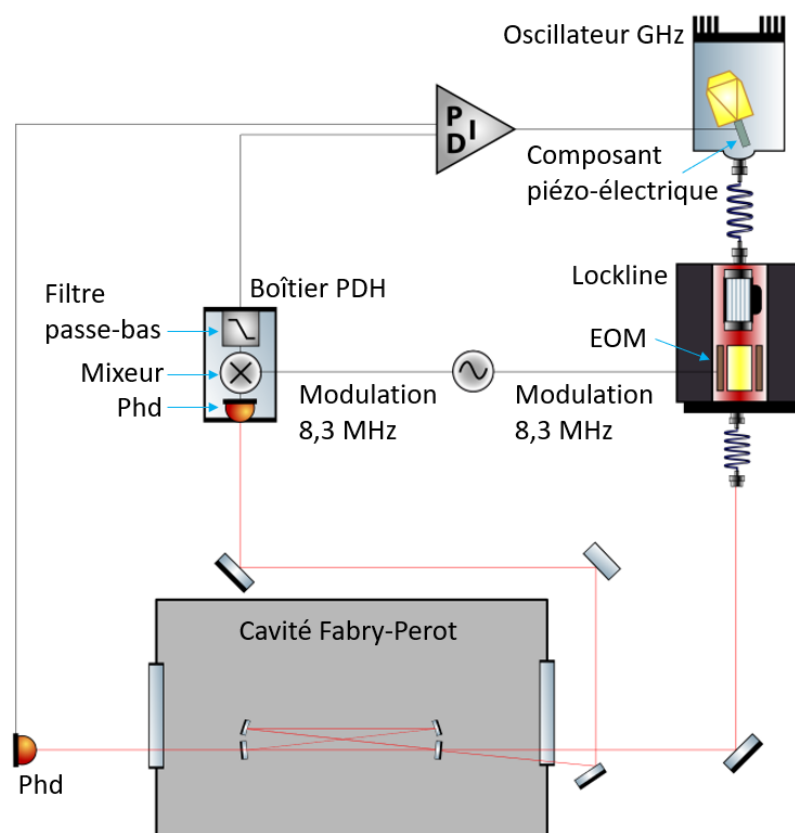


FIGURE 2.45 – Schéma de l'ensemble de la boucle d'asservissement et ses composants.

Lors de l'asservissement du laser sur la cavité, j'ai dû observer beaucoup d'indicateurs du bon fonctionnement de la boucle d'asservissement. Le premier à observer est le signal d'erreur transmis par le boîtier PDH. Les deux caractéristiques qui sont ici importantes à observer sont l'amplitude et la symétrie de ce signal d'erreur. D'une part, si l'amplitude est trop importante, il y aura une saturation lors de l'injection du signal dans le Laselock, ce qui va empêcher l'asservissement. De même, si l'amplitude est trop faible, l'asservissement ne pourra pas se faire. L'amplitude du signal d'erreur est directement liée à l'intensité du faisceau envoyé sur la photodiode du boîtier PDH. Pour cette raison, j'ai placé un diffuseur optique devant cette photodiode pour pouvoir manuellement ajuster l'intensité reçue par celle-ci. D'autre part, le signal d'erreur peut

ne pas être symétrique, ce qui veut dire que la différence de phase entre le signal envoyé à l'EOM et le signal envoyé au boîtier PDH n'est pas la valeur attendue. En pratique pour obtenir le meilleur signal d'erreur possible, on commence par annuler celui-ci car il est plus facile de chercher à annuler un signal que de chercher son maximum. Ensuite, on ajoute une différence de phase de $\pi/2$ entre le signal envoyé à l'EOM et le signal envoyé au boîtier PDH, en cherchant le bon signe de façon empirique. La figure 2.46 montre le signal d'erreur obtenu à la résonance principale pour la cavité V1.2, ainsi que le signal transmis à cette résonance. Sur cette figure, on observe que le signal d'erreur est symétrique et que son rapport signal à bruit est grand, ce qui permet l'asservissement. Les bandes latérales sont dues à la modulation à 8,3 MHz par l'EOM. Un paramètre de l'EOM est la profondeur de modulation, qui va augmenter l'amplitude des bandes latérales lorsque la tension qu'il reçoit augmente. Dans le même temps, l'amplitude de la résonance principale va diminuer. Ce phénomène est visible sur la figure 2.47 où la résonance principale avec la modulation à 8,3 MHz est représentée pour quatre différentes tensions envoyées à l'EOM.

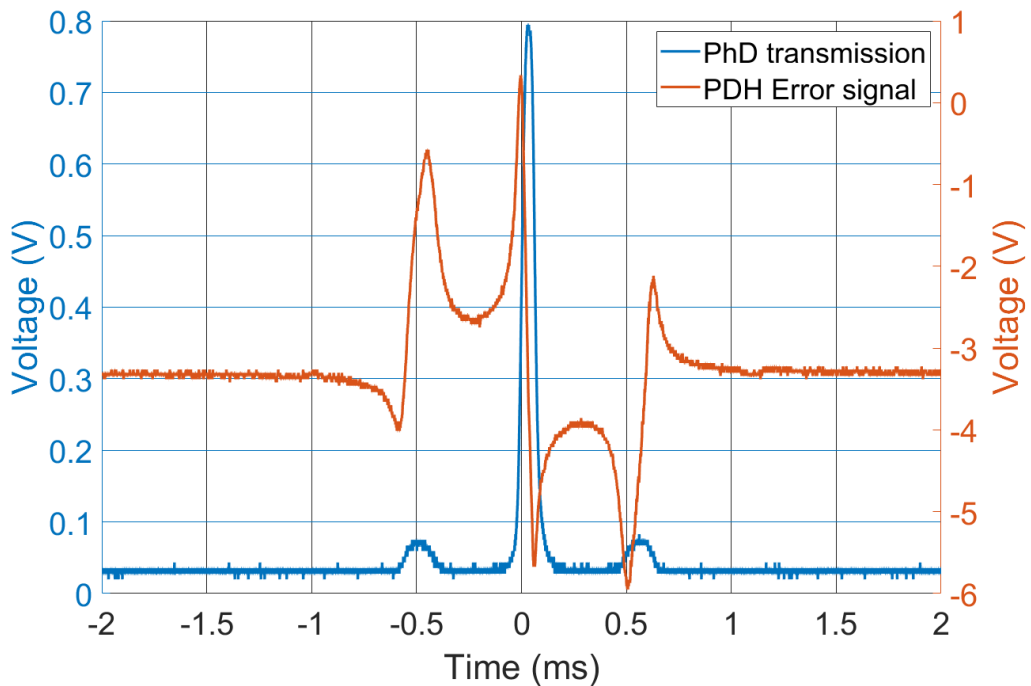


FIGURE 2.46 – Signal d'erreur et résonance principale avec les modulations à 8,3 MHz.

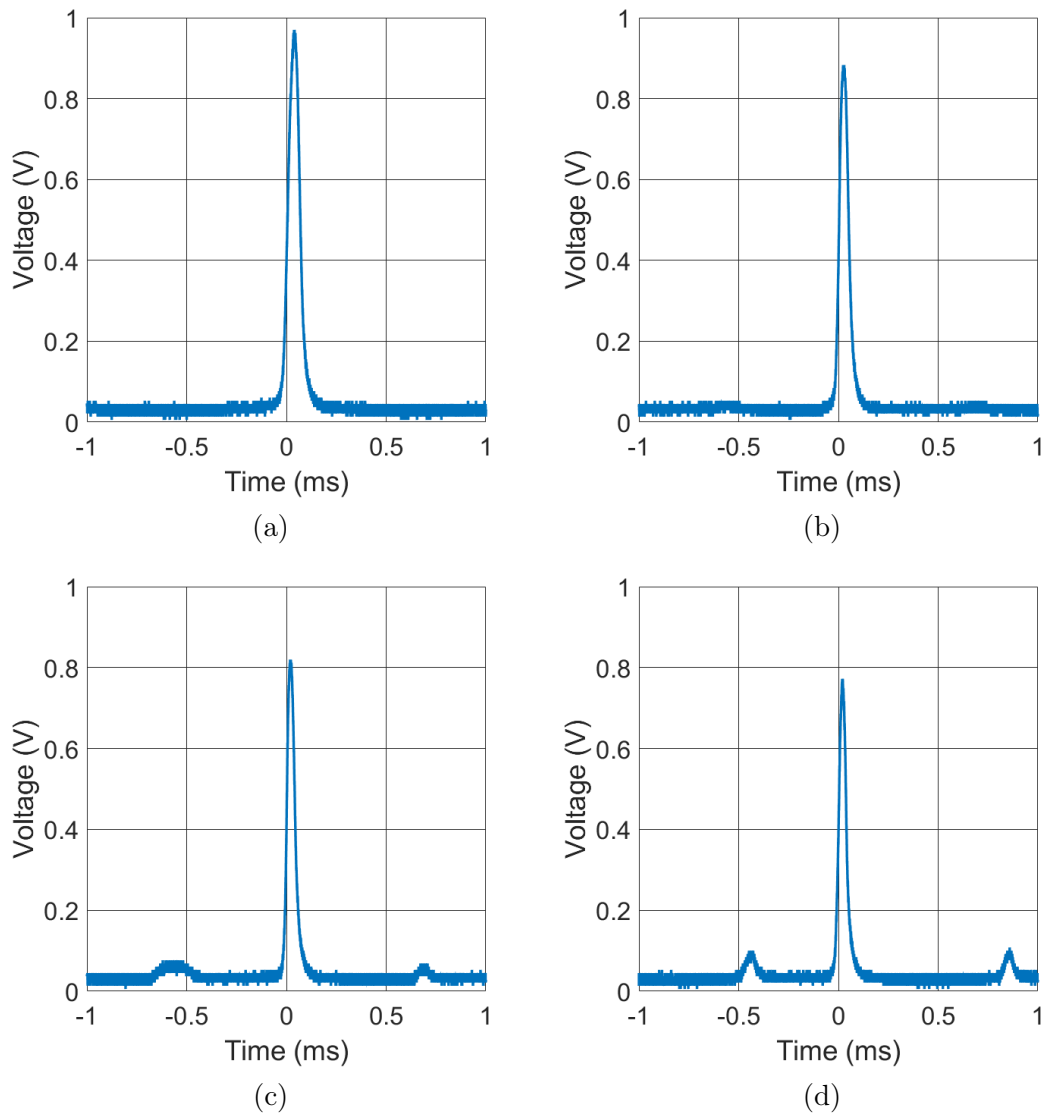
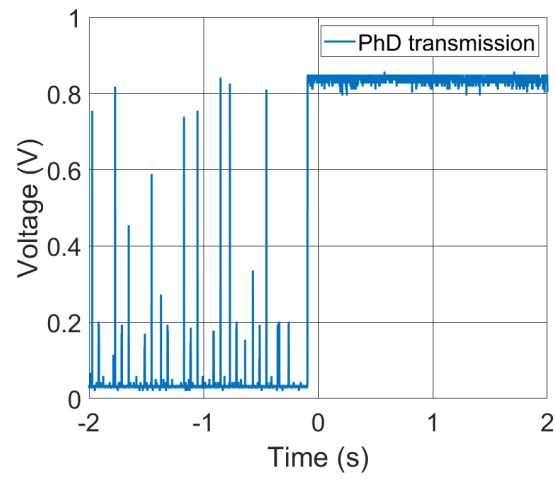
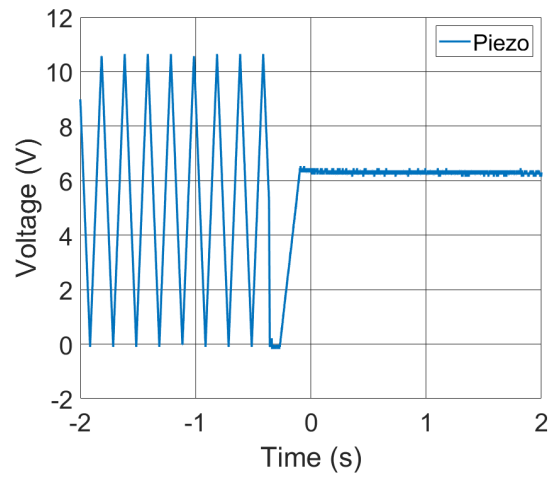


FIGURE 2.47 – Résonance principale et bandes latérales modulées à 8,3 MHz pour différentes tensions envoyées à l'EOM, ce qui met en évidence le paramètre de profondeur de modulation de l'EOM. (a) Tension envoyée à l'EOM de 1 mV. (b) Tension envoyée à l'EOM de 40 mV. (c) Tension envoyée à l'EOM de 80 mV. (d) Tension envoyée à l'EOM de 120 mV.

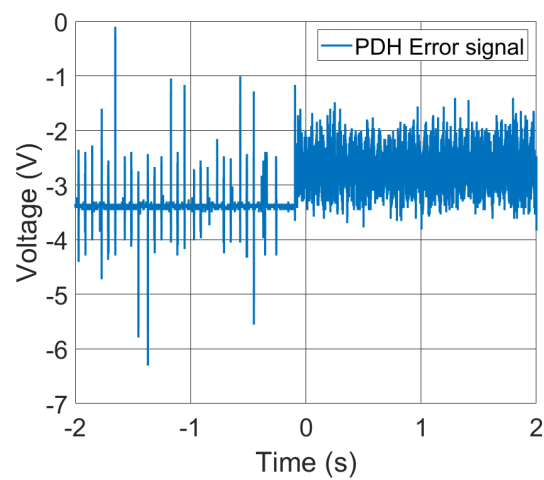
Une fois que l'on a obtenu un signal d'erreur correct, il faut observer les signaux qui permettent le réglage des paramètres du Laselock. Les signaux à observer sont le signal en transmission de la cavité, le signal de correction envoyé au composant piezo-électrique et le signal d'erreur. Il est possible aussi d'observer le signal en réflexion de la cavité pour observer la valeur Δ (cf. Section 3.2.2) relative au couplage du faisceau dans la cavité, mais il n'est pas indispensable à l'asservissement. Dans un premier temps, il faut balayer la cavité sur toute la plage de correction possible du composant piezo-électrique et ajuster la longueur de cavité avec les moteurs pour que la résonance principale du mode fondamental apparaisse lors du balayage. Une fois que la résonance principale est observée, il faut régler le seuil de déclenchement de l'asservissement en paramétrant cette valeur seuil dans le Laselock de telle sorte qu'elle soit légèrement en dessous de la valeur maximale de la résonance principale. Pour pouvoir ajuster cette valeur plus facilement, la photodiode en transmission de la cavité servant au déclenchement de l'asservissement est une photodiode à gain, que l'on peut ajuster manuellement. Cette procédure permet de ne pas déclencher l'asservissement sur une résonance secondaire ou la résonance principale d'un mode d'ordre supérieur. L'asservissement débute par une phase d'accroche du PID. Le signal associé au composant piezo-électrique s'arrête à la valeur où le signal en transmission est le plus élevé et essaie de maintenir cette valeur. Le signal d'erreur reflète quant à lui le bruit de l'asservissement. Si ce bruit est trop important, il est possible que le système devienne trop instable et que l'asservissement ne puisse plus être maintenu. Il est également possible de perdre l'asservissement à cause des dérives. En effet, si ces dérives sont trop importantes, la plage de correction ne sera pas suffisante pour rattraper le changement de longueur de la cavité. Enfin, pour rendre plus robuste l'asservissement du laser sur la cavité, il faut ajuster les paramètres du PID, le but étant de diminuer l'amplitude des perturbations sur le signal représentant la transmission, ce qui traduit une meilleure stabilité du système. Pour cela, j'ai commencé par ajuster au mieux le gain proportionnel. Une fois cela fait, j'ai ajusté la dérivée, en reprenant finement la valeur du gain proportionnel et en ajustant de proche en proche les deux valeurs. Si besoin, j'ai quelquefois ajusté l'intégrateur, mais cela devient plus laborieux avec l'ajout d'un troisième paramètre. Enfin, le Laselock permet de changer le signe de la pente sur laquelle le signal d'erreur se synchronise, ce qui permet d'utiliser le signal d'erreur ou son symétrique. Cela permet quelquefois de régler certains problèmes d'asservissement. La figure 2.48 montre les courbes représentant la transition entre le laser libre et le laser asservi sur la cavité. La figure 2.48a montre l'intensité reçue en transmission de la cavité. La figure 2.48b montre la tension de commande du composant piezo-électrique. Enfin, la figure 2.48c montre le signal d'erreur. On peut voir sur la partie gauche de chaque figure, lorsque la cavité n'est pas asservie (un peu avant zéro seconde), le balayage du composant piezo-électrique et l'apparition de la résonance principale lors de ce balayage. Sur la partie droite de chaque figure, où l'asservissement est actif, on voit que la tension de commande envoyée au composant piezo-électrique reste constante, et que l'amplitude du signal représentant la transmission est de quelques mV, synonyme d'un asservissement optimisé et stable.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 2.48 – Courbes représentant la transition entre le laser en boucle ouverte et le laser en boucle fermée sur la cavité. (a) Intensité du faisceau transmis. (b) Tension injecté au composant piezo-électrique. (c) Signal d'erreur en sorte du boîtier PDH.

Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre les différentes parties qui constituent le montage expérimental et l'importance de chacun d'eux. Ainsi le système laser, qui est composé de l'oscillateur GHz, de l'amplificateur Tangor et de la Lockline, est un bloc capital dans la génération des impulsions. La mise en forme temporelle du train d'impulsions conditionne l'énergie dans chaque rafale d'impulsions et par extension l'énergie pouvant être stockée dans la cavité. Le système optique joue également un grand rôle dans le stockage de l'énergie dans la cavité par la mise en forme spatiale du faisceau laser et la gestion de la polarisation avec les composants optiques. Cela va de pair avec les caractéristiques de la cavité, conditionnées par les miroirs utilisés pour la constituer. Enfin, nous avons vu que l'asservissement joue un rôle crucial en permettant le stockage de l'énergie dans la cavité sur le mode fondamental et de manière continue.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux

Introduction

Dans cette partie, je vais présenter les différents résultats obtenus lors de cette thèse. Ces résultats sont relatifs au travail sur la polarisation des faisceaux injectés dans la cavité, réfléchis par la cavité et dans la cavité elle-même, ainsi qu'au stockage des impulsions dans la cavité. Sur ce dernier aspect, les résultats présentés peuvent être divisés en deux catégories : les résultats de simulations de stockage dans la cavité, et les résultats expérimentaux. Nous parlerons de la CEP et de ses effets sur le stockage des impulsions dans la cavité ainsi que des expériences de montée en puissance et en énergie dans la cavité.

3.1 Polarisation

Un des axes de travail pour que l'asservissement et le stockage des impulsions dans la cavité soient optimaux a été la gestion de la polarisation des faisceaux injectés dans la cavité, réfléchis par la cavité et dans la cavité elle-même. Dans la partie précédente (cf. Section 2.2.3), j'ai évoqué la mise en forme de la polarisation pour chaque ligne laser, la première venant de la Lockline et la seconde venant du Tangor. En effet, les états de polarisation de ces deux lignes doivent être orthogonaux entre eux pour pouvoir les séparer efficacement. Ces deux lignes séparées vont d'abord se combiner en une seule ligne laser pour entrer dans la cavité. Le mode fondamental dans la cavité ayant une certaine polarisation, il faut adapter la polarisation entrante à celle de la cavité de sorte à avoir le meilleur couplage dans la cavité. Pour faire cela, en entrée de la cavité, j'ai installé un couple de lame à retard de phase $\lambda/2$ et $\lambda/4$. Grâce à cela il est possible de trouver tous les états de polarisation, et de choisir celui qui nous convient le mieux. Ainsi, dans un premier temps, en utilisant seulement le faisceau en provenance de la Lockline, j'ai mesuré la transmission de la cavité en fonction de 6 états de polarisation différents du faisceau (rectiligne 0° , rectiligne 45° , rectiligne 90° , rectiligne 135° , circulaire gauche et circulaire droite). Cela donnera une indication sur la polarisation du mode fondamental de la cavité, car plus l'état de polarisation du faisceau est proche de celui du mode fondamental, plus la transmission sera élevée. Il faudra ajuster ensuite la polarisation en tournant de proche en proche les lames à retard

pour trouver la configuration optimale. Une fois trouvée, il faut que la polarisation du faisceau du Tangor soit orthogonale à la polarisation du faisceau issu de la Lockline. la figure 3.1 montre les courbes prises à l'oscilloscope de l'intensité reçue en transmission de la cavité pour les six états de polarisation différents (polarisation rectiligne à 0° , 45° , 90° , 135° , polarisation circulaire gauche et droite). On peut remarquer que la meilleure transmission est pour la polarisation rectiligne à 0° . Je suis donc parti de cette polarisation pour trouver la polarisation optimale en tournant les lames à retard de proche en proche en faisant en sorte que la polarisation reste rectiligne. La figure 3.2 montre l'état de polarisation de la Lockline, l'état de polarisation du Tangor et l'état de polarisation de la cavité trouvé en optimisant la transmission de la manière décrite précédemment. Le mode fondamental de la cavité possède deux états de polarisation orthogonaux, et celui qui a été choisi ici est celui pour lequel la transmission est la plus élevée. Pour pouvoir mesurer la polarisation, j'ai utilisé un polarimètre placé sur le trajet des faisceaux d'injection pour le Tangor et la Lockline, et sur le trajet du faisceau en transmission du miroir M3 (cf. Figure 2.38) de la cavité. On peut voir sur cette figure que l'état de polarisation du Tangor n'est pas superposé à celui de la cavité. Cela vient du fait qu'il est plus facile de rendre orthogonales deux polarisation rectilignes que deux polarisations elliptiques. En cela, on peut optimiser le couplage dans la cavité avec du travail plus important sur la polarisation afin de rendre la polarisation du Tangor et la polarisation du mode fondamentale de la cavité similaires, et faire en sorte que la polarisation de la Lockline soit orthogonale à cette polarisation du Tangor optimisée. Il faut en tout les cas garder cette orthogonalité pour pouvoir séparer les faisceaux en réflexion car comme dit précédemment (cf. Section 2.3) l'asservissement ne peut pas se faire en présence de rafales d'impulsions si celles-ci ne sont pas négligeables par rapport au train continu.

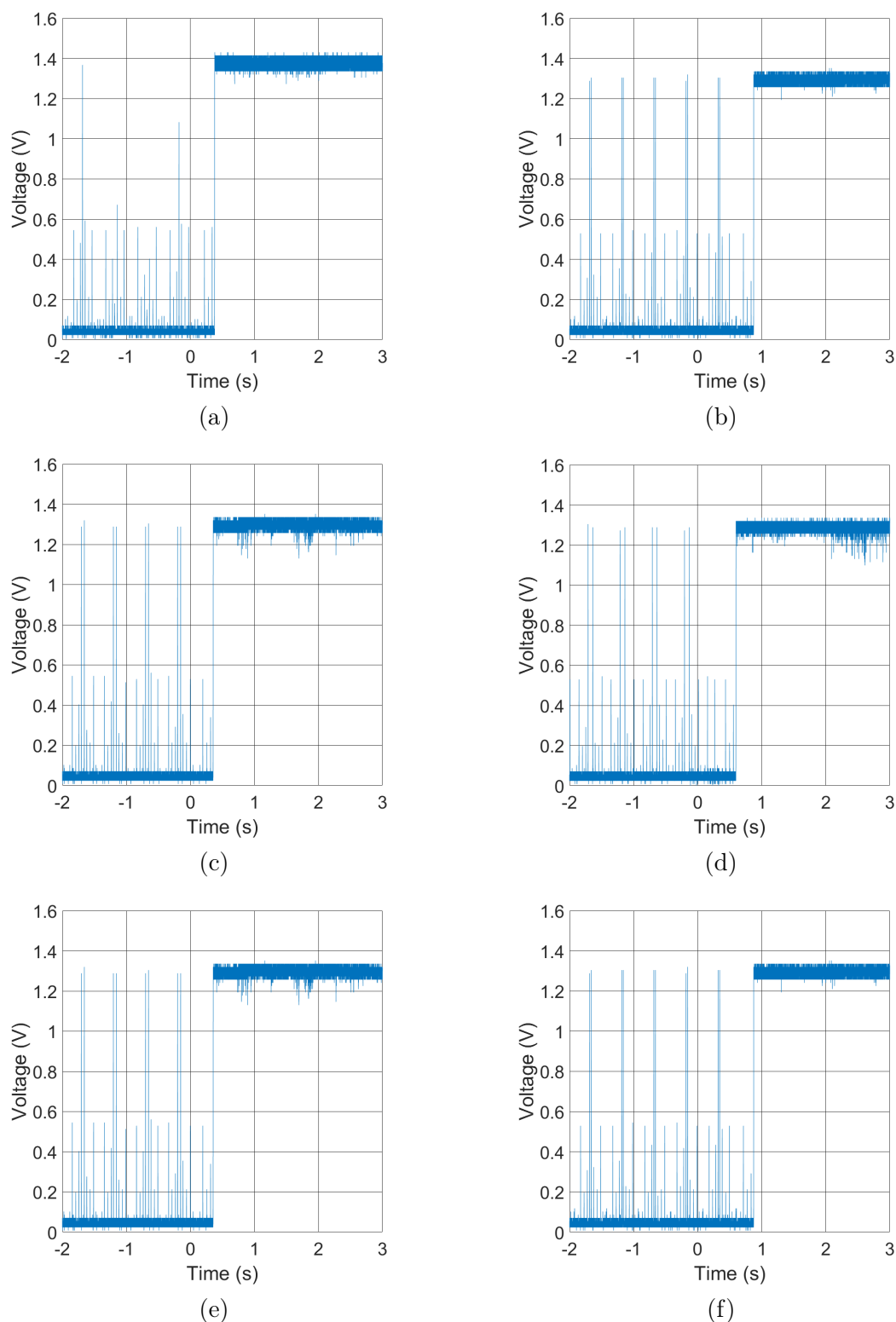


FIGURE 3.1 – Mesures de la transmission de la cavité en fonction de différents états de polarisation. (a) Polarisation linéaire à 0° . (b) Polarisation linéaire à 45° . (c) Polarisation linéaire à 90° . (d) Polarisation linéaire à 135° . (e) Polarisation circulaire gauche. (f) Polarisation circulaire droite.

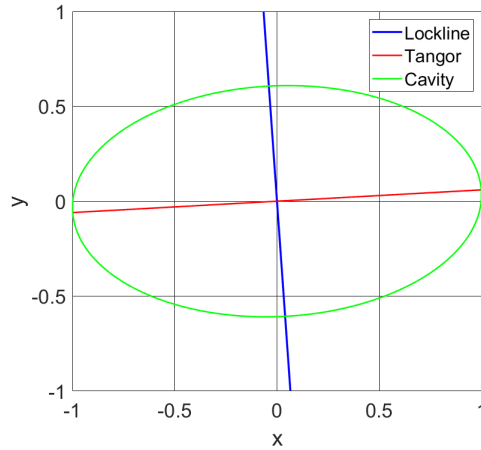


FIGURE 3.2 – États de polarisation du Tangor et de la LockLine en entrée de cavité pour lequel le couplage en polarisation est le meilleur.

Après avoir travaillé sur la gestion de la polarisation des faisceaux en entrée de la cavité par rapport à celle du mode fondamental de la cavité, j’ai travaillé sur la gestion de la polarisation en réflexion de la cavité. Comme le but est d’avoir le meilleur couplage des faisceaux du Tangor et de la Lockline dans la cavité, l’intensité des faisceaux réfléchis par la cavité est minimisée. Mais comme le couplage des faisceaux dans la cavité n’est pas optimal (cf : Section 3.2.2), l’intensité réfléchie est plus élevée que le minimum possible. Le faisceau en provenance de la Lockline est utilisé pour l’asservissement, et le signal en provenance du Tangor doit être séparé de celui de la Lockline pour ne pas perturber l’asservissement. Pour cela, j’ai mis en place un filtre en polarisation permettant de séparer ces deux faisceaux, afin que le rapport $P_{\text{Tangor}}/P_{\text{Lockline}}$ en sortie du filtre soit le plus faible possible, et que la majeure partie du faisceau arrivant sur le boîtier PDH soit issu de la Lockline. Le filtre en polarisation que j’ai installé est composé de trois éléments optiques pour pouvoir gérer la polarisation. Ces trois éléments sont deux lames à retard de phase $\lambda/2$ et $\lambda/4$ placées en miroirs de celles en injection, ainsi que d’un prisme de Wollaston qui permet de séparer la partie du faisceau issue du Tangor. En effet, le prisme de Wollaston permet de transmettre une certaine polarisation rectiligne et de réfléchir la polarisation orthogonale, avec un taux d’extinction de 10^{-5} . La figure 3.3a montre les ellipses de polarisation en réflexion de la cavité après la mise en forme par les deux lames à retard de phase. Après plusieurs essais, j’ai vu qu’il était impossible de retrouver une polarisation totalement linéaire pour les deux faisceaux, ainsi qu’une parfaite orthogonalité. Dans ce cas, il est donc préférable que le faisceau totalement linéaire soit celui du Tangor, car c’est celui que l’on veut éliminer au maximum avec le prisme de Wollaston. Comme l’état de polarisation du faisceau de la Lockline n’est pas linéaire et non orthogonal à celui du Tangor, une partie de la puissance sera réfléchie par le prisme. Malgré cette perte de puissance, il en restera suffisamment pour la photodiode du système PDH, et l’asservissement pourra donc se faire. La figure 3.3b montre les ellipses de polarisation en sortie du prisme de Wollaston. L’ellipse de polarisation du Tangor et celle de la Lockline se superposent, ce qui montre qu’il y a bien un seul état de polarisation linéaire transmis

par le prisme.

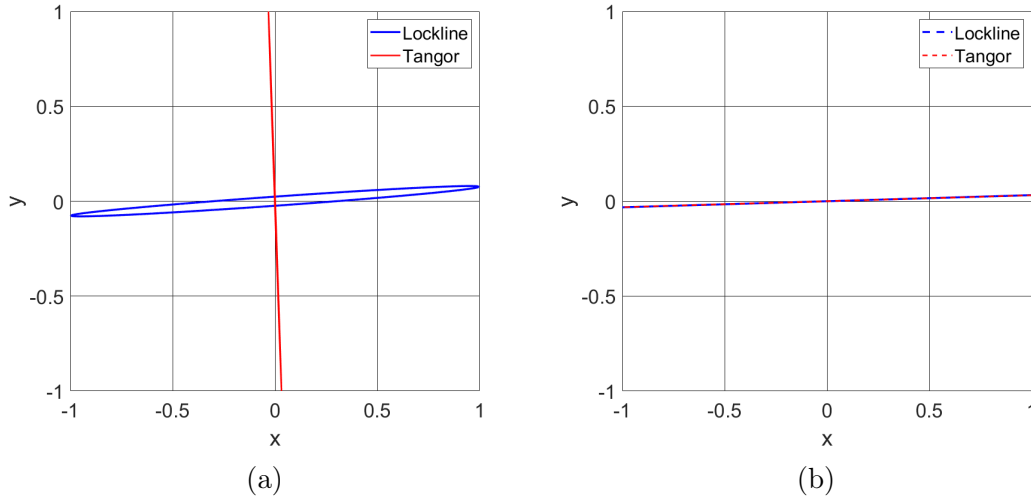


FIGURE 3.3 – États de polarisation du Tangor et de la LockLine en réflexion de la cavité. (a) État de polarisation avant le prisme de Wollaston. (b) État de polarisation après le prisme de Wollaston.

Dans un premier temps, on peut remarquer qu'une partie du faisceau du Tangor est toujours présent. J'ai mesuré la puissance restant de ce faisceau en transmission du prisme de Wollaston et j'ai trouvé un facteur 10^{-3} entre la puissance en entrée et la puissance en sortie du prisme. Cela n'étant pas en accord avec les données du constructeur pour le prisme de Wollaston, j'ai donc cherché d'où cette différence de deux ordres de grandeur pouvait venir. Supposons un faisceau arrivant en entrée du prisme de Wollaston et parfaitement aligné avec lui, dont le champ électrique est E_{in} , de puissance P_{in} . On suppose le prisme parfait et on l'assimile à un polariseur. L'équation donnant le champ résultant est la suivante [116] :

$$E_{\text{out}} = \mathcal{R}_{-\theta} \mathcal{M}_{\text{P}} \mathcal{R}_{\theta} E_{\text{in}}$$

$$\Leftrightarrow \begin{bmatrix} S' \\ P' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\epsilon) \\ -i \sin(\epsilon) e^{i\phi} \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

Avec \mathcal{R}_{θ} et $\mathcal{R}_{-\theta}$ les matrices de rotation et rotation inverse entre les axes du laboratoire et les axes propres du prisme, \mathcal{M}_{P} la matrice de Jones d'un polariseur horizontal, S' et P' sont les composantes du champ électromagnétique résultant sur les axes de polarisation s et p du laboratoire, ϵ est l'angle de la diagonale du rectangle circonscrit à l'ellipse de polarisation et ϕ le déphasage entre les composantes s et p . En prenant comme paramètres initiaux $\theta = 0$, $\epsilon = \pi/2$ et $\phi = 0$, la puissance en sortie peut se calculer de la façon suivante pour un faisceau totalement polarisé :

$$P_{\text{out}} = |S'|^2 P_{\text{in}} + |P'|^2 P_{\text{in}} \quad (3.2)$$

Si l'on prend l'équation 3.2 et que l'on rajoute un petit angle entre la polarisation du faisceau et l'axe du prisme sur lequel elle est censée être alignée ($\theta \neq 0$), on calcule

alors que pour avoir une extinction de l'ordre de 10^{-3} au lieu de 10^{-5} en sortie du prisme un décalage angulaire de quelques milliradians est suffisant. Un autre facteur qui peut expliquer cette différence d'extinction est la dépolarisation du faisceau arrivant sur le prisme. Pour un faisceau partiellement polarisé, la puissance en sortie du prisme de Wollaston se calcule en rajoutant dans l'équation le degré de polarisation \mathbb{P} . Cela donne l'équation suivante [117] :

$$P_{\text{out}} = \mathbb{P}(|S'|^2 P_{\text{in}} + |P'|^2 P_{\text{in}}) + \frac{(1 - \mathbb{P})P_{\text{in}}}{2} \quad (3.3)$$

Après avoir mesuré au polarimètre le degré de polarisation $\mathbb{P} = 0.9985$, on peut calculer la partie relative à la dépolarisation. Avec une valeur de puissance d'entrée choisie arbitrairement pour le calcul mais qui reste proche de la réalité des expériences menées à basse puissance $P_{\text{in}} = 100 \text{ mW}$, on obtient une valeur de $P_{\text{out}} = 75 \text{ }\mu\text{W}$, ce qui correspond à un ordre de grandeur d'extinction d'environ 10^{-3} . Pour améliorer cette extinction, il est donc possible de travailler sur certaines parties du montage. Pour avoir une meilleure précision sur l'angle entre l'état de polarisation du faisceau et celui du prisme, une solution envisageable à mettre en oeuvre est de changer les montures de rotation manuelle sur lesquelles sont installés le prisme et les lames à retard de phase, pour les remplacer par des montures avec des vis micrométriques ou motorisées. Cela permettra de faire des déplacements angulaires bien plus précis et de caractériser l'extinction minimale du prisme. En ce qui concerne la dépolarisation du faisceau, il faut dans un premier temps prendre en compte le fait que le polarimètre a sa propre incertitude de mesure et que le degré de polarisation mesuré peut être changeant lorsque la mesure demande une précision au delà du pourmille, comme c'est le cas ici. Dans un second temps, si l'on se place dans le cas où la mesure du polarimètre est exacte, il est possible de baisser le taux de dépolarisation du faisceau. En effet, les optiques utilisées pour mettre en forme la polarisation sont conçues pour une longueur d'onde précise relative à un spectre très étroit. Dans le cas d'un spectre large, ces optiques peuvent introduire de la dépolarisation. Mais en changeant le spectre du faisceau sortant de l'amplificateur, ce qui est possible en jouant sur le couple étireur compresseur, il est possible de diminuer cet effet. Cela rendrait la puissance sortant du prisme relative à la dépolarisation plus basse, et le taux d'extinction résultant serait par la même occasion plus faible. La combinaison de l'amélioration de ces facteurs permettrait donc de séparer de façon plus optimale la puissance du faisceau venue du Tangor. La conséquence importante de cela est qu'il sera possible d'augmenter la puissance du faisceau du Tangor qui doit être injecté dans la cavité sans qu'il n'y ait de répercussions sur l'asservissement de la cavité, car le signal reçu par la photodiode du boîtier PDH sera dominé par la Lockline.

Après avoir identifié tous ces aspects, j'ai injecté dans la cavité une rafale d'impulsions pour voir s'il était quand même possible d'acquérir des données en prêtant attention à ce que les rafales d'impulsions soient négligeables en réflexion de la cavité par rapport à la Lockline. Un séparateur optique placé sur la voie de réflexion après le filtre en polarisation envoie une portion de l'intensité réfléchie par la cavité sur une photodiode, la majeure partie de cette intensité servant pour l'asservissement. Cela permet de visualiser les variations possibles d'intensité réfléchie lors du stockage des impulsions dans la cavité. La figure 3.4 montre les courbes prises à l'oscilloscope lors du

stockage des impulsions. On voit que lorsque les impulsions dans la cavité commencent à s'empiler, il y a deux phénomènes qui apparaissent sur la courbe représentant la portion de l'intensité réfléchie. Tout d'abord, on voit qu'il y a un saut de tension signifiant qu'il y a de la puissance reçue dès que le faisceau du Tangor est présent (lors de la rafale d'impulsion), ce qui peut être dû à la dépolarisation comme dit précédemment. Ensuite vient une bosse qui laisse penser qu'une partie du faisceau du Tangor passe à travers le prisme lors de la montée en énergie dans la cavité. Dans un premier temps, on peut penser que l'on observe l'enveloppe de la rafale d'impulsion et que le temps de montée de la photodiode est supérieur au temps de montée en énergie dans la cavité, ce qui expliquerait le délai entre les deux temps de montée des courbes obtenues. Mais la photodiode utilisée ayant un temps de montée de 43 ns, celui-ci est bien inférieur au temps de montée en énergie dans la cavité. De ce fait, ce qui est observé n'est pas l'enveloppe de la rafale d'impulsions. Cet effet peut être dû au fait que le prisme de Wollaston a été aligné lorsque la cavité n'était pas asservie, selon l'état de polarisation des faisceaux avant la cavité. Mais lorsque la cavité est asservie, une partie de la puissance de chaque faisceau va se retrouver selon les axes de polarisation de la cavité. Cette puissance va passer à travers le prisme si les axes de polarisation de la cavité et des faisceaux avant la cavité ne sont pas alignés. Ce phénomène est schématisé sur la figure 3.5.

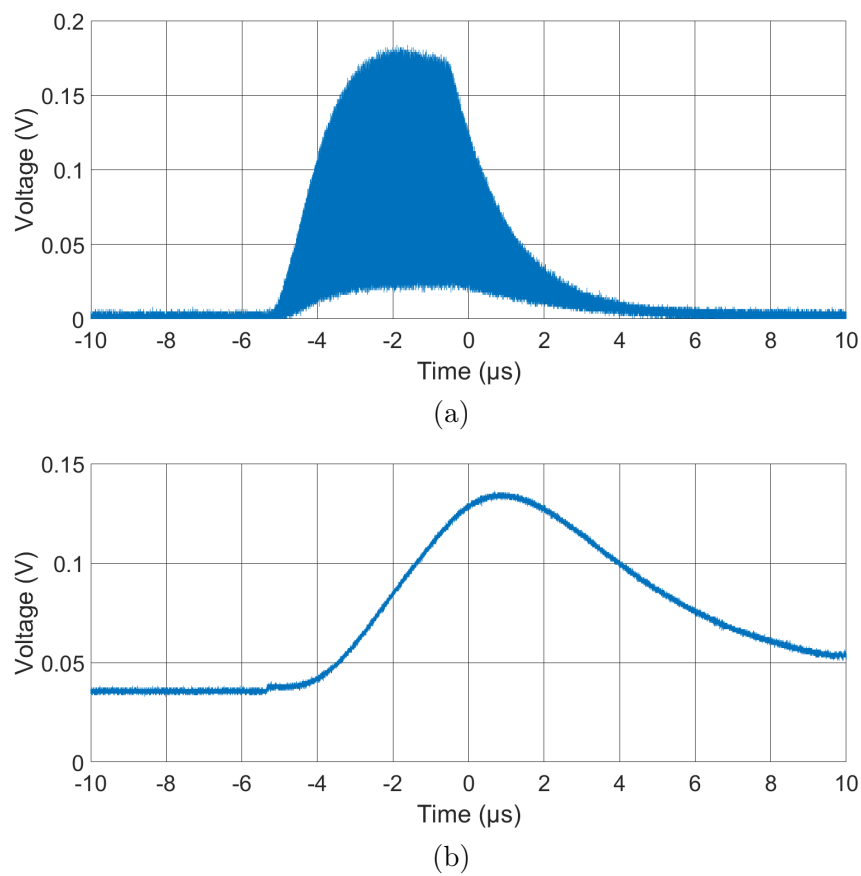


FIGURE 3.4 – Courbes mettant en évidence le signe d'un potentiel changement d'état de polarisation de la cavité. (a) Rafales d'impulsions en transmission de la cavité. (b) Intensité réfléchie par la cavité.

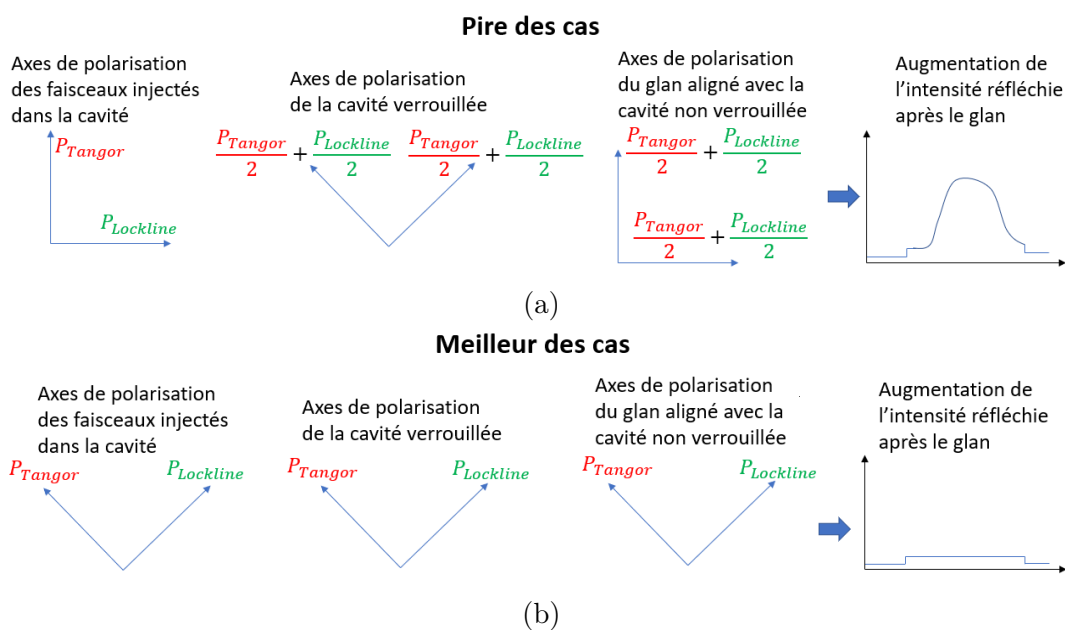


FIGURE 3.5 – Schéma représentant ce que l'on observe sur la photodiode de transmission. Les flèches bleues représentent les axes de polarisation. (a) Les axes de polarisation liés au prisme ont été alignés avec ceux du Tangor et de la Lockline sans que l'oscillateur GHz soit asservi sur la cavité. (b) Les axes de polarisation liés au prisme ont été alignés avec ceux du Tangor et de la Lockline alors que l'oscillateur GHz est asservi sur la cavité.

3.2 Effets de la CEP

Un paramètre important dont il faut tenir compte lors du stockage des rafales d'impulsions dans la cavité est la CEP. Ce paramètre est directement lié à la qualité du couplage dans la cavité, il est donc important de comprendre son influence. Pour cela, j'ai fait des simulations ainsi que des expériences pour voir l'effet de ce paramètre.

3.2.1 Simulations du remplissage de la cavité F-P

Pour prédire le remplissage de la cavité, j'ai fait des simulations avec en entrée différentes formes d'enveloppe des rafales d'impulsions. Une première forme est une rafale d'impulsions plate théorique "parfaite" qui est représentée par une porte de 4400 impulsions, ce qui correspond à une largeur temporelle de 5 μ s. La deuxième forme est la forme réelle en sortie de l'amplificateur Tangor, de cadence $F_{\text{burst}} = 50$ kHz, avec le même nombre d'impulsions et la même largeur temporelle. Le paramètre que l'on veut étudier lors de cette simulation est la CEP (cf. Section 1.2.1.4), qui peut être accordée ou non. Lorsque la CEP est accordée, la différence de fréquence entre le spectre de la cavité et le spectre du champ du laser est nulle. L'intensité stockée dans la cavité pour n impulsions est donnée par l'équation 3.4 suivante :

$$I_{cav_n} = |E_{cav_n}|^2 = \left| t_1 E_{\text{in}} \sum_{k=1}^n \left(1 - \frac{\pi}{\mathcal{F}}\right)^{k-1} \right|^2 \quad (3.4)$$

En pratique, la CEP n'est pas accordée parfaitement car le montage ne permet pas de régler très finement la CEP. Pour simuler cela, le terme $\Delta\text{CEP} = F_{\text{rep}}/\mathcal{F}$ représentant un désaccord de CEP avec $F_{\text{rep}}/\mathcal{F}$ la bande passante de la cavité est rajouté dans l'équation 3.4 qui devient :

$$I_{cav_n} = |E_{cav_n}|^2 = \left| t_1 E_{\text{in}} \sum_{k=1}^n e^{\frac{2i\pi\Delta\text{CEP}\tau k}{n}} \left(1 - \frac{\pi}{\mathcal{F}}\right)^{k-1} \right|^2 \quad (3.5)$$

L'évolution de l'énergie stockée dans la cavité est donc dépendant de la CEP, et plus la différence de fréquence entre le spectre de la cavité et le spectre du champ du laser est importante, moins bon est le stockage de l'énergie dans la cavité. J'ai également calculé l'intégrale glissante sur 1 μ s (880 impulsions) de la façon suivante :

$$I_{n_0} = |E_{n_0}|^2 = \left| \sum_{k=-500}^{500} E_{cav_{n_0+k}} \right|^2 \quad (3.6)$$

Cela permet de voir quand l'énergie stockée dans la cavité est optimale pour l'interaction avec un faisceau d'électrons de 1 μ s, avec une CEP accordée ou non accordée.

3.2.1.1 Simulations de la cavité V1.1

Dans un premier temps, j'ai fait cette simulation sur la cavité V1.1, qui a une finesse de $\mathcal{F} = 2000$ et un gain de $G = 250$. La figure 3.6 montre le remplissage de cette cavité avec les deux formes de rafales d'impulsions ("parfaite" et réelle). On peut voir,

pour une forme de rafale "parfaite" (cf. Figure 3.6a) que lorsque la CEP est accordée, l'énergie stockée dans la cavité augmente jusqu'à atteindre un maximum qui représente la compensation entre les pertes de la cavité et la puissance injectée. Pour une forme de rafale réelle (cf. Figure 3.6b), le maximum est plus vite atteint car les impulsions au début de la rafale sont plus énergétiques. Puis cette valeur diminue lorsque l'énergie des impulsions dans la rafale décroît et qu'il n'y a plus compensation des pertes par la puissance injectée. On observe également pour les deux figures 3.6a et 3.6b que lorsque la CEP est désaccordée (ici d'une bande passante de la cavité), l'énergie stockée dans la cavité présente une sur-oscillation avant de se stabiliser. De plus, la valeur de cette énergie est également beaucoup plus basse que lorsque la CEP est accordée. La figure 3.6c montre l'intégrale glissante sur $1 \mu\text{s}$ qui représente l'énergie disponible pour l'interaction avec le faisceau d'électrons. On peut encore une fois observer que le maximum d'énergie dans la cavité est obtenue plus tôt avec la rafale d'impulsions réelle (autour de 1800 impulsions pour la CEP accordée et 800 impulsions pour la CEP non accordée) qu'avec la rafale d'impulsions plate théorique (autour de 3900 impulsions pour la CEP accordée et 900 impulsions pour la CEP non accordée). Encore une fois, cela est dû aux impulsions qui sont plus énergétiques au début de la rafale réelle.

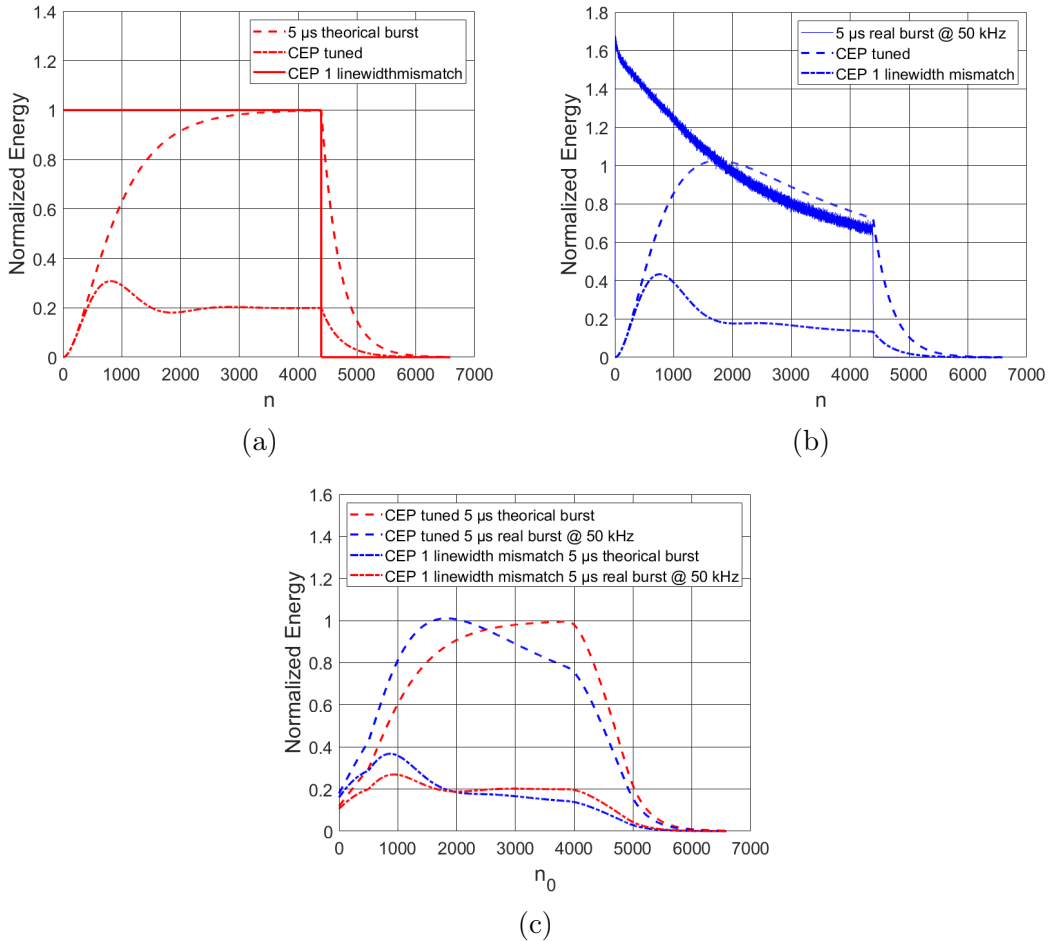


FIGURE 3.6 – Simulations du remplissage d’une cavité de finesse $\mathcal{F} = 2000$ et de gain $G = 250$. Les courbes en traits pleins représentent les rafales d’impulsions en entrée de la cavité, les courbes en traits discontinus représentent le remplissage de la cavité pour une CEP accordée, et les courbes en pointillés représentent le remplissage de la cavité pour une CEP non accordée. Les courbes en trait pleins ont été normalisées telles que l’intégrale sous la courbe représentant l’énergie de la rafale soit égale à 1. Les courbes en traits discontinus et en pointillés ont été normalisées par l’énergie multipliée par le gain. (a) Simulation avec une porte représentant une rafale d’impulsions théorique. (b) Simulation avec une rafale d’impulsions réelle. Cette forme de rafale d’impulsions est obtenue à une cadence de 50 kHz. (c) Intégrale glissante sur 1 μ s permettant de voir l’optimisation de l’énergie intra-cavité lors du stockage des impulsions.

3.2.1.2 Simulations de la cavité V1.2

J'ai également fait les mêmes simulations pour une cavité de finesse $\mathcal{F} = 7300$ et de gain $G = 3000$. On peut ainsi comparer le remplissage théorique de cette cavité à la précédente, et voir quel est l'effet de ce changement de finesse sur ce remplissage. On peut voir sur les figures 3.7a et 3.7b que le remplissage de la cavité est beaucoup plus lent pour une cavité de finesse $\mathcal{F} = 7300$ que pour une cavité de finesse $\mathcal{F} = 2000$, et que le maximum d'énergie n'est pas atteint lors du stockage de la dernière impulsion de la rafale. On voit également sur la figure 3.7b que l'effet des impulsions plus énergétiques en début de rafale est atténué lors du remplissage de la cavité. De même que pour la cavité de finesse $\mathcal{F} = 2000$, j'ai tracé l'intégrale glissante sur $1 \mu\text{s}$ pour la cavité de finesse $\mathcal{F} = 7300$. La figure 3.7c nous montre que pour les deux types de rafales d'impulsions, le maximum d'énergie stockée sur $1 \mu\text{s}$ se situe aux alentours de 4000 impulsions lorsque la CEP est accordée. Cela est expliqué par le fait que l'énergie maximale n'a pas été atteinte. Par contre, lorsque la CEP est désaccordée (ici d'une bande passante de la cavité), on retrouve un maximum d'énergie sur $1 \mu\text{s}$ plus vite atteint pour la rafale d'impulsions réelle que pour la rafales d'impulsions théorique (autour de 2400 impulsions pour la rafale d'impulsions théorique et autour de 3000 impulsions pour la rafale d'impulsions réelle).

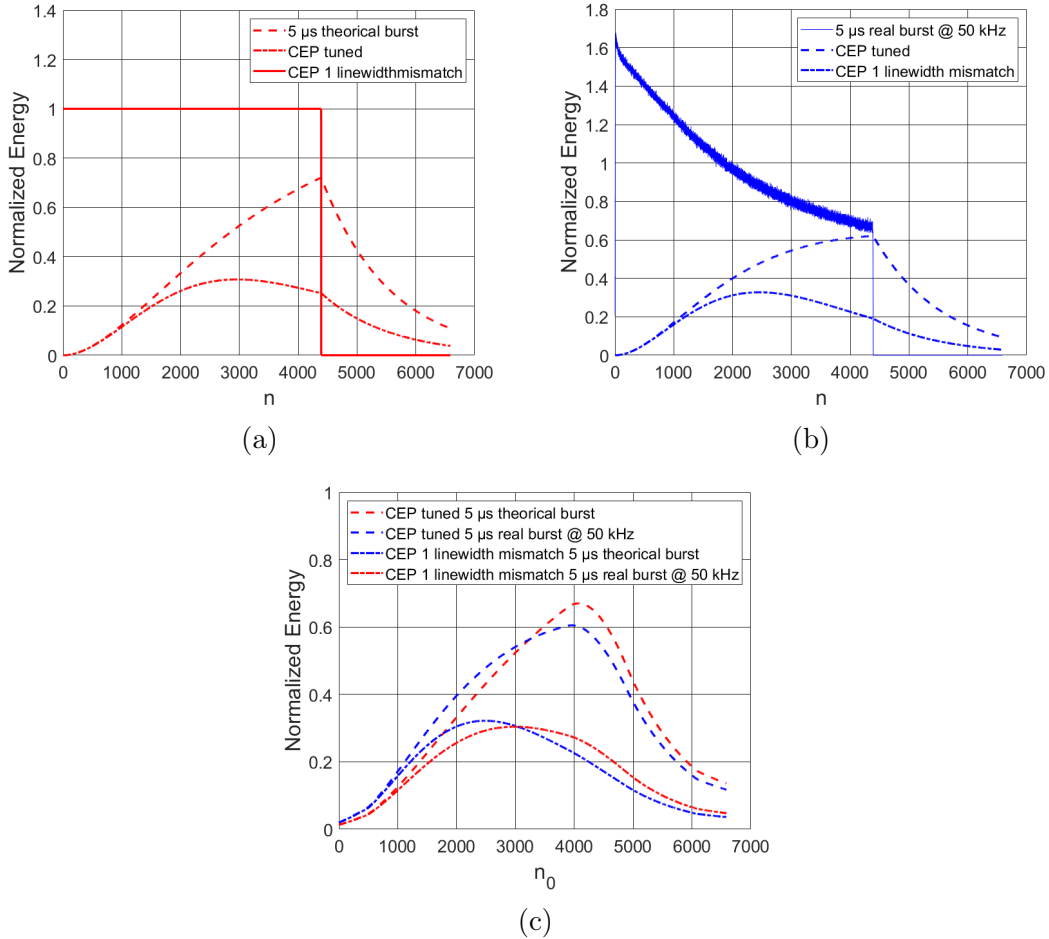


FIGURE 3.7 – Simulations du remplissage d’une cavité de finesse $\mathcal{F} = 7300$ et de gain $G = 3000$. Les courbes en traits pleins représentent les rafales d’impulsions en entrée de la cavité, les courbes en traits discontinus représentent le remplissage de la cavité pour une CEP accordée, et les courbes en pointillés représentent le remplissage de la cavité pour une CEP non accordée. Les courbes en trait pleins ont été normalisées telles que l’intégrale sous la courbe représentant l’énergie de la rafale soit égale à 1. Les courbes en traits discontinus et en pointillés ont été normalisées par l’énergie multipliée par le gain. (a) Simulation avec une porte représentant une rafale d’impulsions théorique. (b) Simulation avec une rafale d’impulsions réelle. Cette forme de rafale d’impulsions est obtenue à une cadence de 50 kHz. (c) Intégrale glissante sur 1 μ s permettant de voir l’optimisation de l’énergie intra-cavité lors du stockage des impulsions.

3.2.1.3 Comparaison des deux cavités

Sur la figure 3.8, on observe les courbes des figures précédentes sans la normalisation par le gain. On peut voir que l'énergie stockée dans la cavité est plus importante pour la cavité ayant une plus grande finesse. Cela étant, on peut voir que le maximum du stockage d'énergie n'est pas atteint pour la cavité plus haute finesse lorsque la CEP est accordée. En conclusion, si l'on cherche à obtenir le maximum d'énergie dans la cavité, les meilleurs conditions seraient de travailler sur la cavité plus haute finesse et de régler correctement la CEP. De plus, deux facteurs pourraient être améliorés pour obtenir plus d'énergie sur 1 μ s : la forme de la rafale d'impulsion, car l'énergie obtenue au maximum est plus importante pour la rafale "parfaite" que pour la rafale réelle, et la longueur du train d'impulsion, car on voit qu'avec une meilleure finesse le maximum du stockage de l'énergie n'est pas atteint. Il faudrait néanmoins faire attention à la puissance moyenne qui augmenterait si le train d'impulsion devient plus long, ce qui pourrait engendrer des phénomènes thermiques que l'on cherche à éviter.

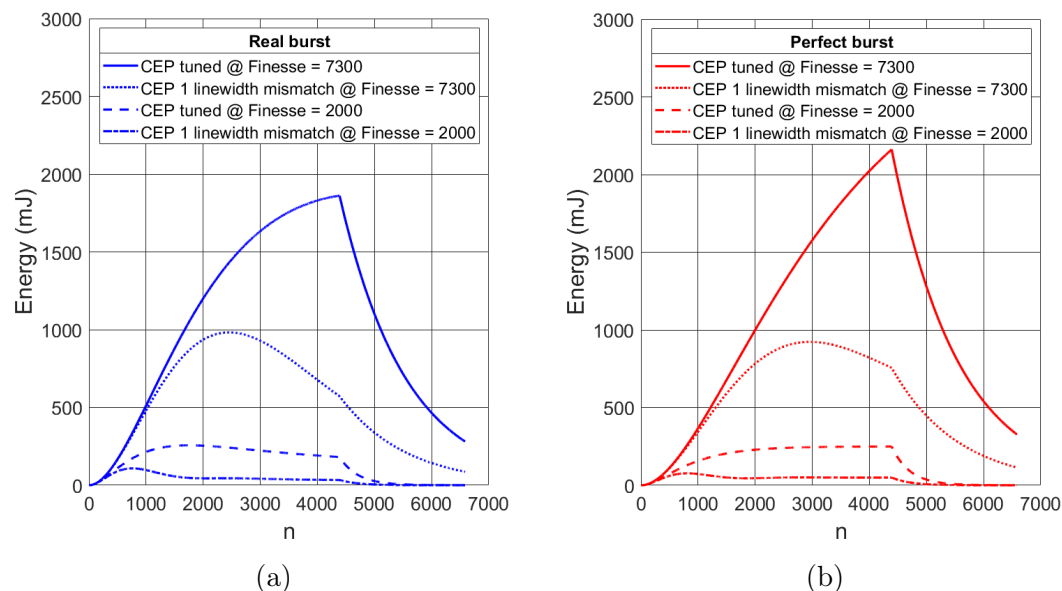


FIGURE 3.8 – Superposition des courbes vues précédemment, non normalisées par le gain. (a) Courbes pour une rafale réelle à une cadence de 50 kHz. (b) Courbes pour une rafale parfaite.

3.2.2 Expérience sur le changement de CEP

Pour comprendre comment évolue la CEP dans le montage expérimental, j'ai mené une expérience visant à changer la fréquence F_{CEO} pour simuler un changement de CEP (cf. Section 1.2.1.4). Deux montages différents ont été utilisés lors de cette expérience faite sur la cavité V1.2. L'oscillateur GHz et le pré-amplificateur à sa sortie constituent le premier montage, tandis que pour le deuxième montage l'amplificateur Lockline est rajoutée. Pour faire ce changement de F_{CEO} et simuler un décalage en CEP, un AOM est placé sur le chemin optique. Deux AOM de fréquences nominales différentes ont

été choisis, le premier ayant une fréquence nominale de 110 MHz et le deuxième de 200 MHz. Il est possible de changer légèrement la fréquence que chaque AOM introduit avant qu'il y ait une détérioration du comportement de ceux-ci, ce qui permet d'avoir un total de onze valeurs de F_{CEO} différentes, une lorsqu'il n'y a pas d'AOM et cinq pour chaque AOM. Cela permet de voir l'effet d'une variation de la CEP sur le couplage du faisceau dans la cavité, et comment le gain de la cavité est affecté par cette variation. Les données que l'on cherche à représenter sont le gain G de la cavité et la grandeur Δ qui peut être assimilée au couplage de la cavité tel que :

$$\Delta = \frac{I_{\text{DelockR}} - I_{\text{LockR}}}{I_{\text{DelockR}}} = C(1 - |R|^2) \quad (3.7)$$

et :

$$G = \frac{I_{\text{LockT}} - I_{\text{DelockT}}}{I_{\text{DelockR}}} \quad (3.8)$$

Où I_{DelockR} et I_{LockR} sont les intensités du faisceau en réflexion lorsque la cavité est respectivement non asservie et asservie, et I_{DelockT} et I_{LockT} les intensités du faisceau en transmission lorsque la cavité est respectivement non asservie et asservie. C est le couplage de la cavité et R est le coefficient de réflexion de la cavité. Pour pouvoir être plus exact dans la restitution de ces mesures, j'ai pris dix fois la mesure des valeurs I_{DelockR} , I_{LockR} , I_{DelockT} et I_{LockT} pour chacune des valeurs de F_{CEO} , pour vérifier la reproductibilité de ces mesures, et avec les barres d'erreur associés qui dépendent de la résolution de l'oscilloscope lors de ces mesures. La figure 3.9 représente ces dix mesures et leurs barres d'erreur pour $F_{\text{CEO}} = 110$ MHz, pour l'ensemble constitué de l'oscillateur GHz et du pré-amplificateur.

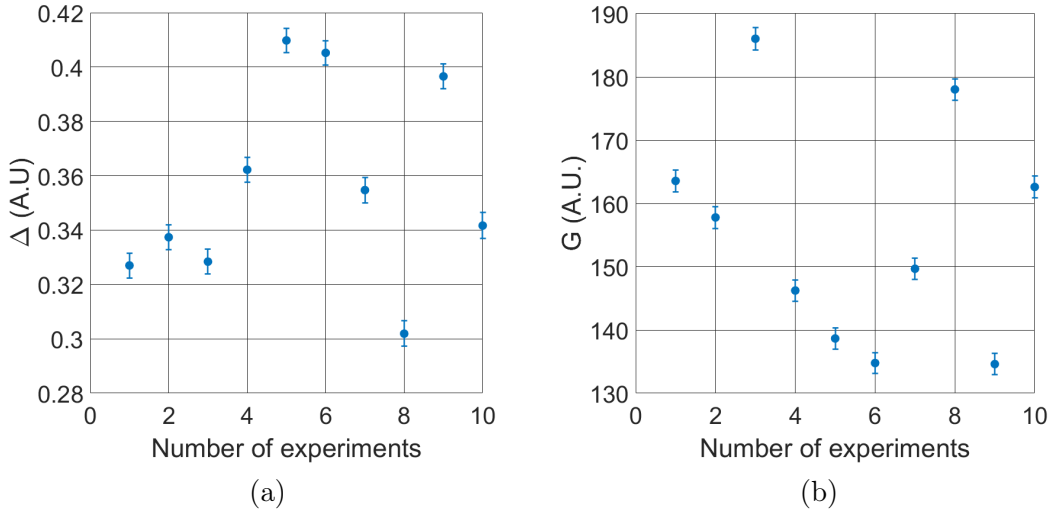


FIGURE 3.9 – Dix mesures pour $F_{\text{CEO}} = 110$ MHz. (a) Mesures de Δ . (b) Mesures de G .

Après avoir fait ces mesures pour toutes les valeurs de F_{CEO} , j'ai moyenné les mesures pour une valeur de F_{CEO} , en prenant également en compte la propagation d'erreur pour les barres d'erreur. Puis j'ai fait une régression des onze valeurs que j'ai

obtenues dans lequel je prends en compte le poids des barres d'erreur. Pour obtenir les fonctions de régressions, je suis parti de l'équation du champ électromagnétique d'un impulsions laser :

$$e_q(t) = a(t - q\tau_{\text{rep}})e^{i(\omega_0(t - q\tau_{\text{rep}}) + q\Delta\phi_{\text{CEO}})} \quad (3.9)$$

En utilisant la transformée de Fourier, en sommant les impulsions et en intégrant le résultat, on obtient l'énergie dans la cavité pour la N-ième impulsion :

$$E_{c,N} = T_1 \int_{-\infty}^{\infty} |TF(a(t))|^2 \frac{(1 - \rho^N)^2 + 4\rho^N \sin^2\left(\frac{1}{2}(\phi_D + 2\pi f\delta\tau)\right)}{(1 - \rho)^2 + 4\rho \sin^2\left(\frac{1}{2}(\phi_D + 2\pi f\delta\tau)\right)} df \quad (3.10)$$

Avec $\phi_D = \Delta\phi_{\text{CEO}} + \omega_0\delta\tau$, où l'on peut rajouter pour la régression que je vais faire le paramètre α tel que :

$$E_{c,N,\alpha} = T_1 \int_{-\infty}^{\infty} |TF(a(t))|^2 \frac{(1 - \rho^N)^2 + 4\rho^N \sin^2\left(\frac{1}{2}(\phi_D + 2\pi\alpha f\delta\tau)\right)}{(1 - \rho)^2 + 4\rho \sin^2\left(\frac{1}{2}(\phi_D + 2\pi\alpha f\delta\tau)\right)} df \quad (3.11)$$

De cette équation on peut calculer les équations qui m'ont servi à faire la régression des valeurs de G et de Δ :

$$G_{\text{fit}} = \beta \left(\frac{E_{c,N,\alpha}}{E_{c,\infty,\alpha}} \right) \quad (3.12)$$

$$\Delta_{\text{fit}} = \beta \left(1 - \left(1 + \frac{T_1^2}{R_1^2} \frac{\rho^2}{(1 - \rho)^2} - \frac{R_1 - (R_1 + T_1)\rho^2}{R_1^2} \left(\frac{E_{c,N,\alpha}}{E_{c,\infty,\alpha}} - \frac{T_1}{(1 - \rho)^2} \right) \right) \right) \quad (3.13)$$

Où T_1 et R_1 sont respectivement la transmission et la réflexion du miroir d'entrée de la cavité vis-à-vis de la puissance du champ électromagnétique, ρ la réflexion de la cavité vis-à-vis du champ électromagnétique, $\delta\tau = \tau_{\text{FP}} - \tau_{\text{rep}}$ la différence de taux de répétition entre la cavité et le laser et α , β les paramètres de la régression. La figure 3.10 représente ces valeurs et leur régression. Sur les figures 3.10a et 3.10c, on peut voir que la valeur maximum de Δ , c'est-à-dire la valeur maximum de l'intensité du faisceau entrant pouvant être couplé, est respectivement de 0,62 (soit 62%) pour $F_{\text{CEO}} = 131,34$ MHz et de 0,62 (soit 62%) pour $F_{\text{CEO}} = 134,2$ MHz. Quant à la valeur maximum du gain G , que l'on peut voir sur les figures 3.10b et 3.10d, elle est respectivement de 255 pour $F_{\text{CEO}} = 139,7$ MHz et de 255 pour $F_{\text{CEO}} = 135,74$ MHz. Grâce à cela, on peut remarquer que le couplage du faisceau dans la cavité ainsi que le gain est bien dépendant de la CEP, et qu'il y a une CEP optimale pour laquelle le gain et le couplage sont les meilleurs. De plus, on peut remarquer que les valeurs de la régression ne sont pas les mêmes pour les deux montages, et que le maximum pour Δ et G devrait être trouvé à la même fréquence, ce qui n'est pas le cas. Cela pourrait provenir des incertitudes de mesures et de la prise en compte du poids des barres d'erreurs lors de la régression.

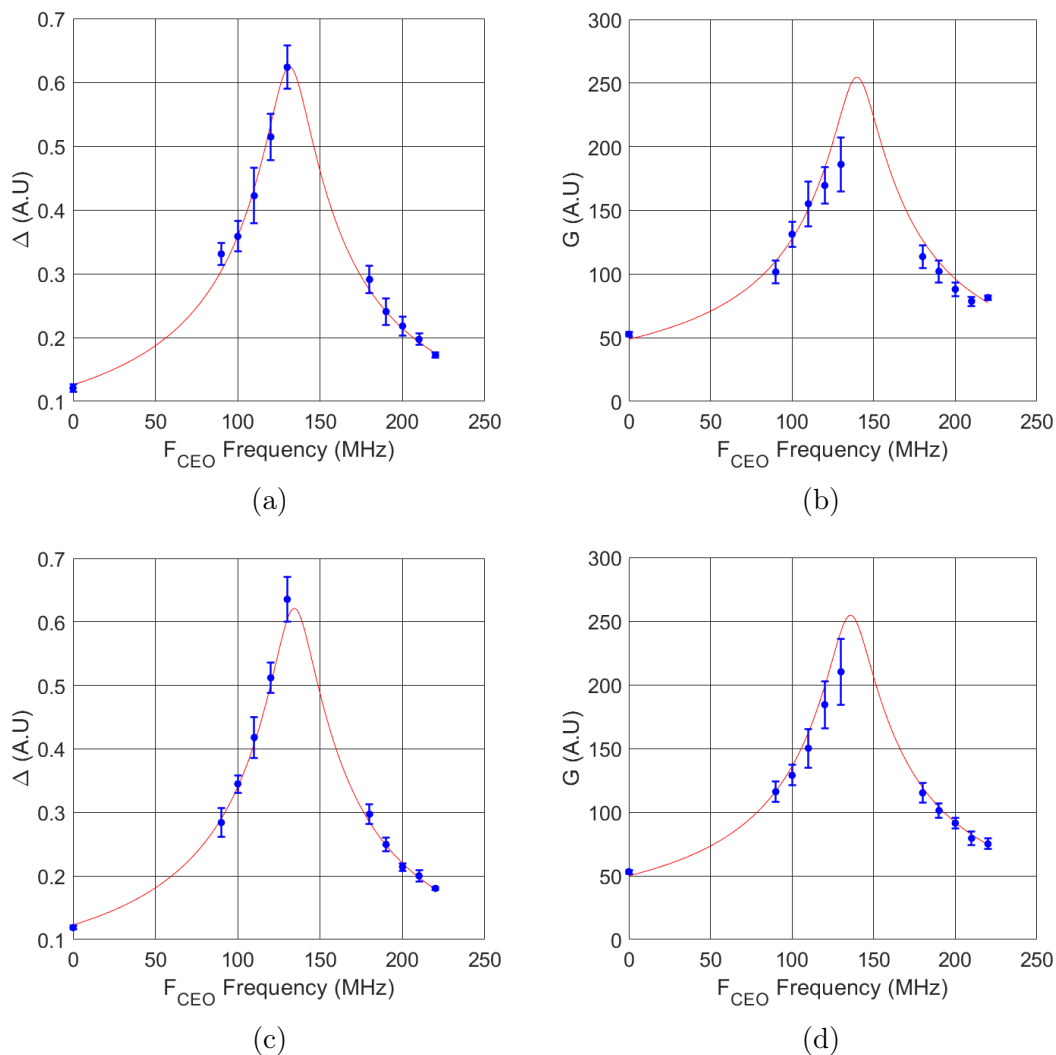


FIGURE 3.10 – Régression des valeurs Δ et G en fonction de F_{CEO} simulant une dérive en CEP, pour deux configurations expérimentales. (a) Régression de Δ pour l'oscillateur GHz et le préamplificateur. (b) Régression de G pour l'oscillateur GHz et le préamplificateur. (c) Régression de Δ pour l'oscillateur GHz, le préamplificateur et le premier étage d'amplification de la Lockline. (d) Régression de G pour l'oscillateur GHz, le préamplificateur et le premier étage d'amplification de la Lockline.

Afin de régler la CEP, j'ai essayé d'identifier dans les réglages de l'oscillateur laser ce qui permettrait de régler la CEP de la façon la moins contraignante. J'ai pu identifier un paramètre sur lequel jouer, qui est le déplacement angulaire du fond de cavité de l'oscillateur GHz. Cela permet de changer l'angle du faisceau qui traverse le cristal, et donc le chemin optique. En changeant ce chemin optique, la CEP varie également. Cette façon de faire est celle que j'ai utilisée pour régler la CEP de façon optimale, car la monture permettant de changer l'angle du fond de cavité est déjà présente et est facilement accessible. Cela étant, des précautions doivent être prises. Le fait de changer l'angle du fond de cavité change également le recouvrement du faisceau dans le cristal par la pompe, ce qui peut avoir pour effet de changer le mode de fonctionnement de l'oscillateur GHz. Cela peut être dangereux pour le système amplificateur laser car si le régime de l'oscillateur passe d'un régime à blocage de mode à un régime Q-switch, l'énergie contenue dans chaque impulsion est beaucoup plus importante (cf. Section 1.2.1.3). Dû à cela, une importante amélioration future de l'oscillateur GHz à mon sens est une monture robuste permettant un réglage angulaire fin de l'angle du cristal. Cela ne rajouterait pas de perte comme l'insertion de lames wedges et garantirait la stabilité du blocage de mode de l'oscillateur.

3.3 Montée en puissance et en énergie

Le but principal des expériences menées lors de cette thèse est le stockage des impulsions pour obtenir un maximum d'énergie dans la cavité. Cela a nécessité plusieurs étapes importantes, comme la montée en puissance pour en voir les effets dans la cavité, puis la montée en énergie jusqu'à atteindre le seuil de dommage des miroirs. Ces expériences ont été réalisées avec les deux cavités différentes V1.1 et V1.2.

3.3.1 Cavité V1.1

Trois modes de remplissage ont été étudiés sur cette cavité : Le mode continu, le mode rafale avec des impulsions étirées (≈ 100 ps) et le mode rafale avec des impulsions picoseconde (≈ 1 ps).

3.3.1.1 Remplissage en mode continu

Lorsque je suis arrivé au laboratoire, j'ai commencé par agencer la salle blanche dans laquelle les expériences seront menées. Pour cela, j'ai effectué des demandes d'achat pour acquérir les étagères permettant de poser les équipements électroniques, que j'ai par la suite agencé dans la salle optique. J'ai également dû agencer la table optique en fonction de la position de la cavité et des blocs du système laser. A ce moment, je n'ai installé qu'une seule partie du système laser, composée de l'oscillateur GHz et du Tangor. La Lockline n'étant pour le moment pas présente, les premières expériences ont été mises en oeuvre avec une seule ligne laser.

Après avoir mis en place la logistique de la salle blanche, j'ai commencé par aligner la cavité optique. Pour aligner la cavité et commencer à prendre en main le module d'asservissement, j'ai utilisé un laser continu (Continuous Wave, CW), appelé laser

NKT, qui fait office de laser de métrologie. Le faisceau est injecté dans la cavité par le biais de deux miroirs HR de renvoi, permettant l'ajustement transverse et angulaire du faisceau injecté. Une caméra en transmission permet de voir le faisceau dans la cavité et les différentes résonances des modes dans la cavité (on parle de battement). Lorsque l'alignement est correctement effectué, le seul mode que l'on observe est le mode fondamental TEM_{00} . Après cela, j'ai dû faire des réglages sur les paramètres du PID pour obtenir le premier asservissement stable du laser sur la cavité (cf. Section 2.3). La figure 3.11 montre le schéma du montage permettant l'asservissement du laser NKT sur la cavité, avec les éléments de la boucle d'asservissement et les éléments optiques. La figure 3.12 montre le passage de la boucle ouverte à la boucle fermée, où l'on voit l'asservissement, qui est stable dans le temps. Nous pouvons voir ici que $\Delta \approx 0,2$, soit environ un couplage de 20%. Ce résultat nous a servi de preuve pour savoir si l'expérience était répétable et stable dans le temps, après avoir réussi plusieurs fois à asservir le laser sur la cavité. Nous avons également pu mesurer la finesse de la cavité ainsi que sa longueur.

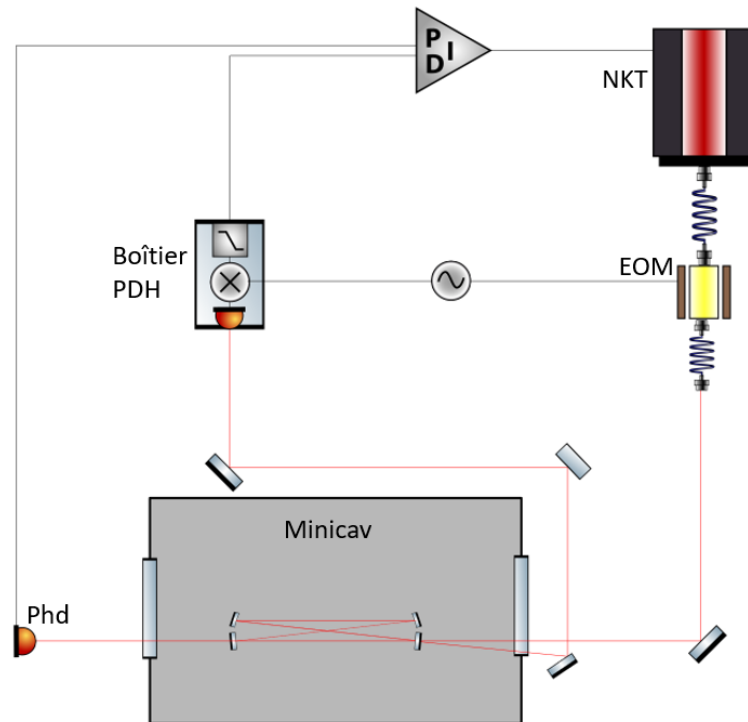


FIGURE 3.11 – Schéma de la boucle d'asservissement et des éléments optique permettant l'asservissement du laser NKT sur la cavité.



FIGURE 3.12 – Signaux d’asservissement du laser NKT sur la cavité. La courbe jaune représente l’intensité reçue en transmission de la cavité, la courbe verte représente l’intensité reçue en réflexion de la cavité et la courbe rose la tension de commande du composant piezo-électrique situé dans le NKT. La partie gauche de la figure montre les signaux en boucle ouverte tandis que la partie droite de la figure montre les signaux en boucle fermée.

Après ces premiers essais, j’ai changé de système laser et commencé à injecter l’oscillateur GHz seul dans la cavité. Le montage utilisé est le même que précédemment, avec seulement le rajout d’un préamplificateur en sortie de l’oscillateur GHz. La figure 3.13 montre le schéma du montage permettant l’asservissement de l’oscillateur GHz sur la cavité, avec les éléments de la boucle d’asservissement et les éléments optiques. J’ai essayé d’asservir l’oscillateur GHz sur la cavité après avoir réglé l’intervalle spectral libre (ISL) de la cavité pour que celui-ci corresponde à sa fréquence F_{rep} . Mais nous pouvons voir sur la figure 3.14 que des oscillations sont présentes sur la voie de l’oscilloscope qui correspond au signal d’erreur (violette). Ces oscillations rendent instable l’asservissement de la cavité. On peut voir sur la figure 3.14 les répercussions de ces oscillations sur les voies jaune et rose de l’oscilloscope, correspondant respectivement à l’intensité reçue en transmission de la cavité et à la tension de commande du composant piezo-électrique. Comme il n’est pas possible d’obtenir un asservissement stable avec ces perturbations dans le signal d’erreur, il fallait déterminer la cause de celles-ci. Comme ces oscillations sont périodiques et non erratiques, cela permet de tester les sources de bruits pouvant engendrer une quelconque perturbations périodique. Nous avons d’abord pensé aux ventilateurs placés dans les racks du système laser, qui fonctionnent lors des expériences, ou encore à la pompe à vide, qui fonctionne continuellement, avec un rotor permettant de retirer l’air. Mais lors de l’arrêt de ces sources de bruits, les oscillations étaient toujours présentes.

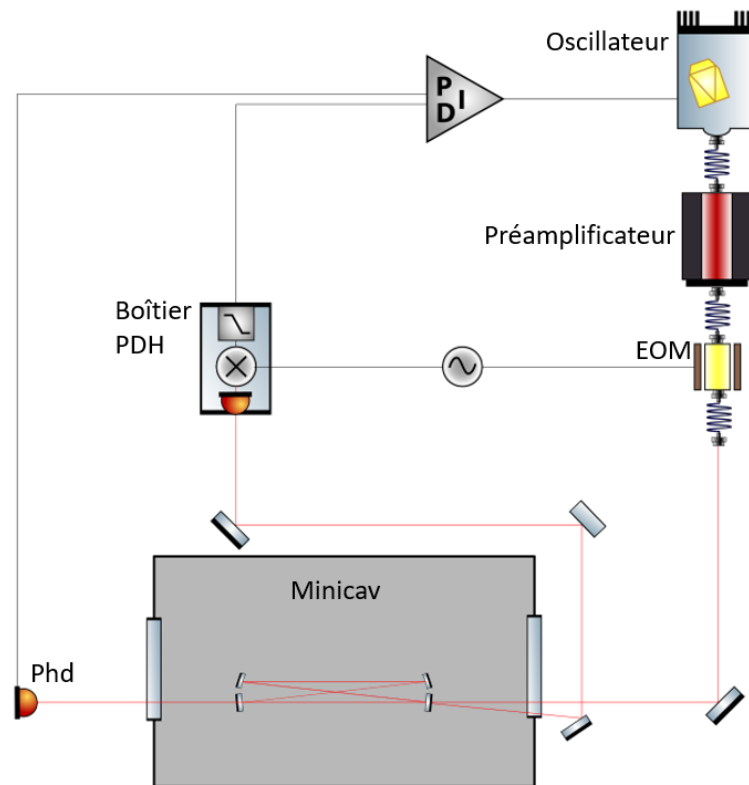


FIGURE 3.13 – Schéma de la boucle d’asservissement et des éléments optique permettant l’asservissement de l’oscillateur GHz sur la cavité.

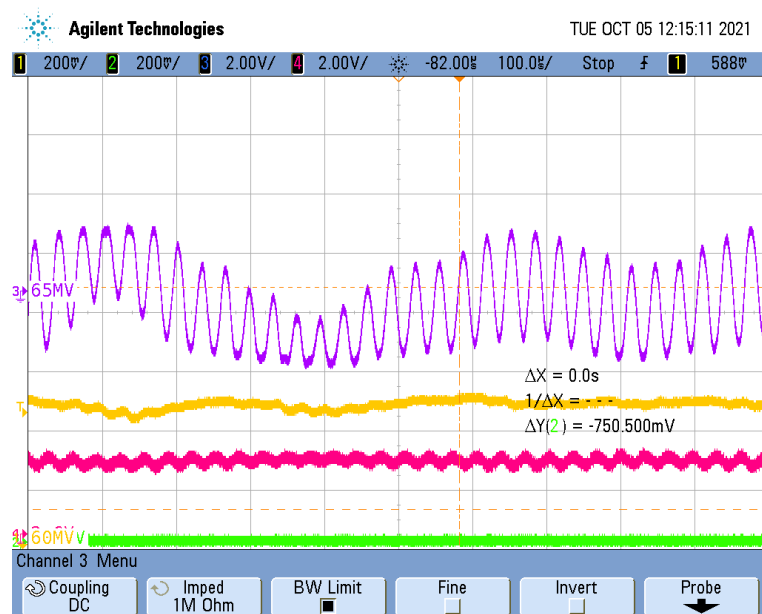


FIGURE 3.14 – Signaux de l’asservissement de l’oscillateur GHz sur la cavité. La courbe jaune représente l’intensité reçue en transmission de la cavité, la courbe rose représente la tension de commande du composant piezo-électrique et la courbe violette représente le signal d’erreur PDH. Les oscillations du signal d’erreur se répercutent sur le signal du composant piezo-électrique et le signal en transmission de la cavité.

Après investigations (cf. Section 2.1.1.2), il s'avère que le composant piezo-électrique présent dans l'oscillateur GHz entre en résonance autour de 30 kHz, ce qui correspond à la fréquence de ces oscillations. Pour pallier cela, nous avons installé en sortie de l'oscillateur GHz et avant l'injection dans les amplificateurs un AOM fibré de fréquence nominale 100 MHz. Le signal d'erreur en sortie du boîtier PDH est également envoyé sur l'AOM pour piloter sa fréquence, ce qui permet de compenser les oscillations causées par la résonance du composant piezo-électrique. Cela nous a permis d'avoir un signal d'erreur propre et permettant un asservissement stable de l'oscillateur GHz sur la cavité. La figure 3.15 montre le schéma du montage permettant la compensation des oscillations du composant piezo-électrique ainsi que l'asservissement de l'oscillateur GHz sur la cavité, avec les éléments de la boucle d'asservissement et les éléments optiques. La figure 3.16a montre l'intensité de la résonance principale en transmission de la cavité, ainsi que le signal d'erreur autour de cette résonance principale obtenu après mise en place de l'AOM et différents réglages. La figure 3.16b montre quant à elle le passage entre la boucle ouverte et la boucle fermée. La puissance moyenne intra-cavité calculée lors de cette expérience grâce à la mesure de la puissance en transmission est de $P_{cav} = 3,4 \text{ W}$ pour un faisceau injecté en provenance de l'oscillateur GHz de puissance moyenne $P_{osc} = 27 \text{ mW}$. Cela permet d'avoir une première estimation du gain réelle de la cavité, $G_{reel} \approx 125$. Cette expérience permet de valider le fait que l'on peut stocker les impulsions de l'oscillateur GHz dans la cavité et que l'asservissement est possible et stable.

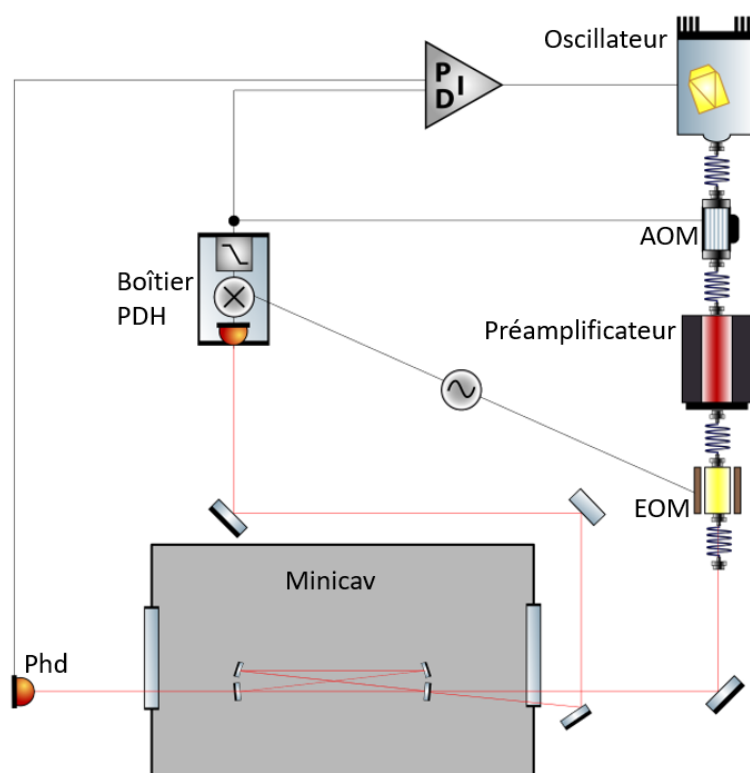


FIGURE 3.15 – Schéma de la boucle d'asservissement avec l'ajout d'un AOM de fréquence nominale 100 MHz, ainsi que des éléments optiques permettant l'asservissement de l'oscillateur GHz sur la cavité.

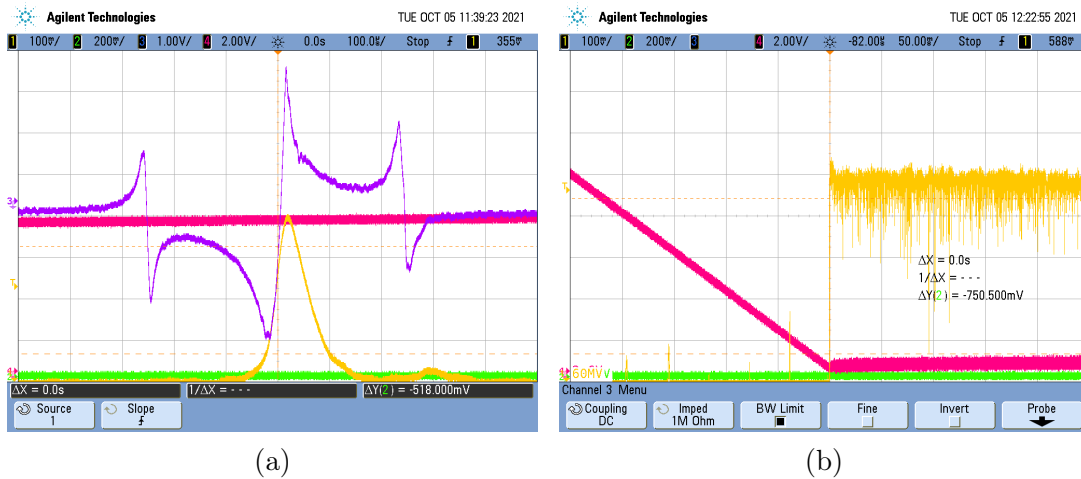


FIGURE 3.16 – Signaux d’asservissement de l’oscillateur GHz après mise en place de l’AOM permettant d’atténuer la fréquence des oscillations observées précédemment. (a) Signal d’erreur PDH autour de la résonance principale en boucle ouverte. La courbe jaune représente l’intensité reçue en transmission de la cavité, la courbe rose représente la tension de commande du composant piezo-électrique et la courbe violette représente le signal d’erreur PDH. (b) Asservissement de l’oscillateur GHz sur la cavité. La courbe jaune représente l’intensité reçue en transmission de la cavité et la courbe rose représente la tension de commande du composant piezo-électrique. La partie gauche de la figure montre les signaux en boucle ouverte tandis que la partie droite de la figure montre les signaux en boucle fermée.

J’ai réitéré les expériences précédentes en rajoutant l’amplificateur Tangor après l’oscillateur GHz. Le but ici est d’éprouver les miroirs de la cavité et d’observer les limites de l’asservissement et des matériaux la composant lors d’une augmentation des effets thermiques dans celle-ci. Pour cette expérience, le Tangor est utilisé en mode continu pour qu’il soit toujours possible de maintenir l’asservissement du laser sur la cavité, ce qui n’est pas possible avec des rafales d’impulsions (cf. Section 2.3). Cela permet également d’avoir une énergie par impulsion beaucoup plus faible qu’avec un mode rafale, ce qui ne va pas endommager les miroirs de la cavité. De ce fait, cela permet d’augmenter considérablement la puissance intracavité avant d’atteindre le seuil de dommage en énergie sur les miroirs, ce qui permet d’observer les effets liés à cette augmentation en puissance. Après avoir réglé l’alignement et les paramètres du PID, nous avons réussi l’asservissement. Nous avons monté la puissance moyenne du faisceau injecté dans la cavité à $P_{\text{Tang}} = 20 \text{ W}$ pour une puissance moyenne intracavité $P_{\text{cav}} = 2,5 \text{ kW}$, ce qui correspond à un gain réel $G_{\text{reel}} \approx 125 < 250$, ce qui veut dire que la CEP n’est ici pas accordée (cf. Section 3.2.2 et Figure 3.10d). La figure 3.17 montre le schéma du système utilisé lors de cette expérience, où l’amplificateur Tangor est ajouté pour pouvoir augmenter la puissance injectée dans la cavité. On remarque sur la figure 3.18 qu’il commence à être difficile de maintenir un asservissement stable, et que les effets thermiques dus à la dilatation de l’aluminium composant la cavité commencent à être visibles. Cet effet est visible si l’on regarde la valeur moyenne de la tension de commande envoyée au composant piezo-électrique, qui présente une dérive (courbe rouge). Cela se répercute sur l’intensité reçue en transmission de la cavité

(courbe jaune). Cette expérience, menée jusqu'à une puissance injectée $P_{\text{Tang}} = 20 \text{ W}$, a permis de valider le fait que la cavité ne se dégrade pas à cette puissance. Cette expérience a également permis de mettre en évidence l'apparition du phénomène de dérive thermique dû à la dilatation de l'aluminium, ce qui va conditionner la suite des expériences et imposer une limite haute quant à la puissance moyenne qui peut être injectée dans la cavité sans détériorer l'asservissement.

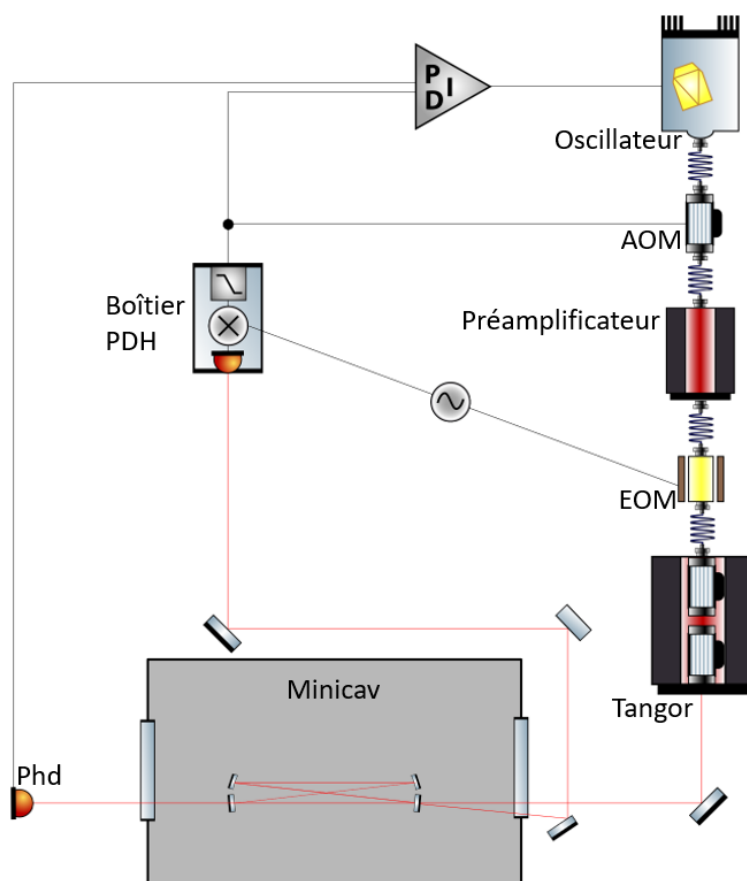


FIGURE 3.17 – Schéma de la boucle d'asservissement avec l'ajout de l'amplificateur Tangor permettant la montée en puissance dans la cavité, ainsi que des éléments optique permettant l'asservissement de l'oscillateur GHz sur la cavité.

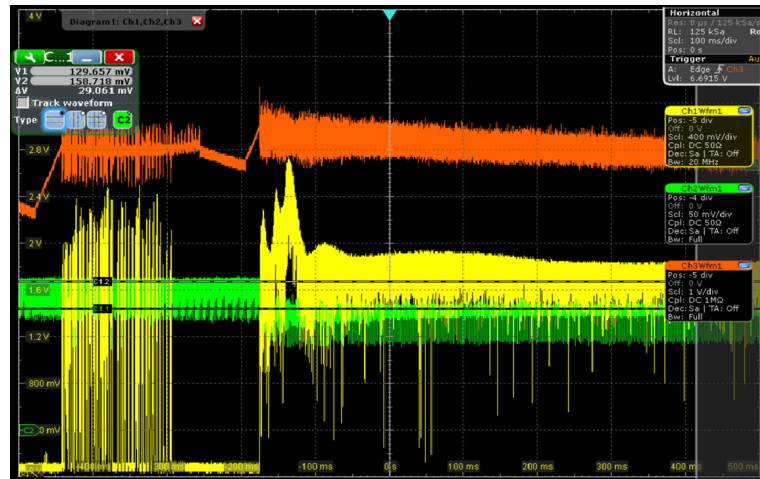


FIGURE 3.18 – Signaux d’asservissement de l’oscillateur GHz pour une puissance en sortie de l’amplificateur Tangor $P_{\text{Tang}} = 20 \text{ W}$ en mode continu. La courbe jaune représente l’intensité reçue en transmission de la cavité, la courbe verte représente l’intensité reçue en réflexion de la cavité et la courbe orange représente la tension de commande du composant piezo-électrique qui subit une dérive thermique.

Après avoir terminé les expériences précédentes, la Lockline conçue avec l’aide des équipes d’Amplitude est arrivée au laboratoire et j’ai dû adapter le montage expérimental pour pouvoir injecter les deux voies dans la cavité, l’une provenant de la Lockline et l’autre provenant du Tangor (cf. Section 2.2.2). Une des premières étapes était de vérifier si le faisceau délivré par la Lockline pouvait être proprement injecté dans la cavité. J’ai donc répété les étapes précédentes pour l’asservissement de l’oscillateur GHz sur la cavité, avec la Lockline comme seul amplificateur. J’ai obtenu un signal d’erreur propre permettant l’asservissement après la prise en main du logiciel de contrôle de la Lockline et certains réglages. La figure 3.19 montre le schéma global de l’expérience où l’on peut voir les systèmes amplificateurs utilisés (cf. Figure 2.1), avec l’ajout de la Lockline et d’une deuxième voie. La figure 3.20a montre le signal d’erreur obtenu (courbe jaune), l’intensité reçue en transmission de la cavité (courbe orange) et l’intensité reçue en réflexion de la cavité (courbe verte). La figure 3.20b quant à elle, montre le passage de la boucle ouverte (partie gauche de la figure) à la boucle fermée (partie droite de la figure). On remarque sur ces deux figures en regardant les courbes relatives à l’intensité réfléchie que $\Delta \approx 20\%$, ce qui veut dire que la CEP ici n’est pas accordée (cf. Section 3.2.2 et Figure 3.10c)

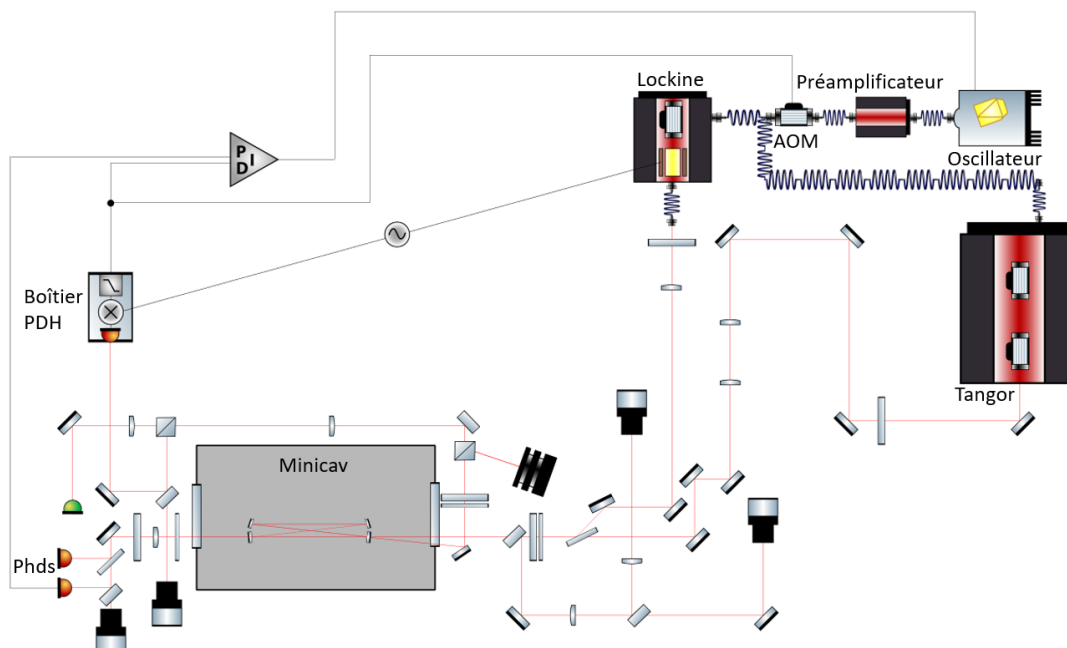
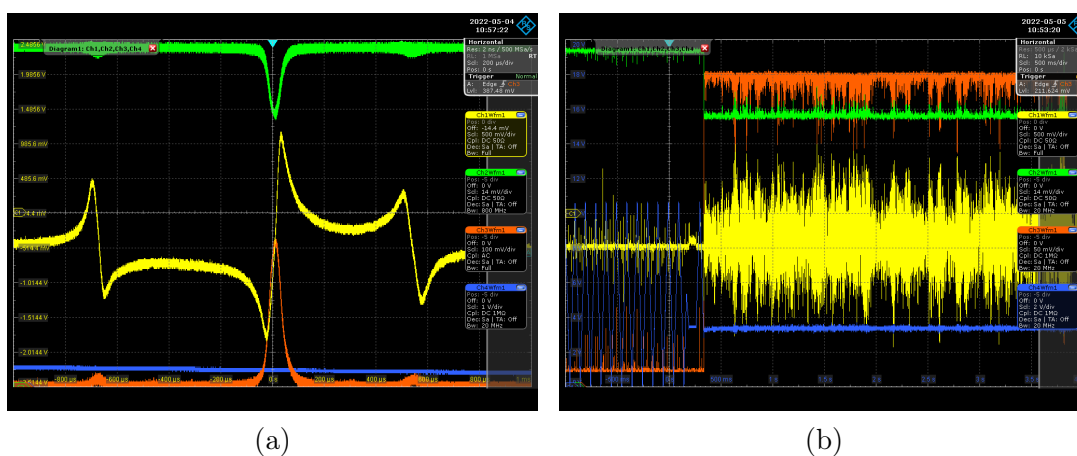


FIGURE 3.19 – Schéma global représentant la boucle d'asservissement, le système optique et le système laser complet.



(a)

(b)

FIGURE 3.20 – Signaux d'asservissement de l'oscillateur GHz couplé à l'amplificateur Lockline sur la cavité. (a) Signal d'erreur PDH autour de la résonance principale en boucle ouverte. La courbe orange représente l'intensité reçue en transmission de la cavité, la courbe verte représente l'intensité reçue en réflexion de la cavité, la courbe bleue représente la tension de commande du composant piezo-électrique et la courbe jaune représente le signal d'erreur PDH. (b) Asservissement de l'oscillateur GHz couplé à l'amplificateur Lockline sur la cavité. La courbe orange représente l'intensité reçue en transmission de la cavité, la courbe verte représente l'intensité reçue en réflexion de la cavité, la courbe bleue représente la tension de commande du composant piezo-électrique et la courbe jaune représente le signal d'erreur PDH. La partie gauche de la figure montre les signaux en boucle ouverte tandis que la partie droite de la figure montre les signaux en boucle fermée.

Enfin, la dernière expérience que j'ai menée avec le Tangor en mode continue a été d'injecter les deux lignes laser pour pouvoir faire l'asservissement avec la Lockline et faire la montée en puissance avec le Tangor. Pour cela, j'ai commencé par observer la fréquence du mode fondamental du faisceau délivré par le Tangor et du faisceau délivré par la Lockline. En effet, si la fréquence entre les deux n'est pas la même, il n'est pas possible que le mode TEM_{00} du Tangor résonne dans la cavité en même temps que le mode TEM_{00} du faisceau provenant de la Lockline. Or nous pouvons voir sur la figure 3.21 une différence de fréquence entre le mode fondamental de chaque amplificateur. Pour remédier à cela, il a fallu tout d'abord mesurer cette différence de fréquence. Dans un premier temps, j'ai utilisé les données constructeur du composant piezo-électrique, qui spécifiaient un déplacement total de $d_{\text{tot-piezo}} = 20 \mu\text{m}$ pour une tension totale de $V_{\text{piezo}} = 150 \text{ V}$. On a donc fait un balayage en tension pour déterminer l'écart de tension de commande à envoyer au composant piezo-électrique δV , et par conséquent sont déplacement d_{piezo} , pour observer les résonances principales du Tangor et de la Lockline. Cela permet d'obtenir l'écart en fréquence entre ces deux résonances principales. Ainsi on a :

$$\Delta F = \frac{2\nu d_{\text{piezo}}}{L_{\text{round-trip}}} = \frac{2\nu \frac{\delta V d_{\text{tot-piezo}}}{V_{\text{piezo}}}}{L_{\text{round-trip}}} = \frac{2F_{\text{rep}} \delta V d_{\text{tot-piezo}}}{\lambda V_{\text{piezo}}} \quad (3.14)$$

Avec $\lambda = 1030 \text{ nm}$ la longueur d'onde de l'oscillateur GHz, $F_{\text{rep}} = 879 \text{ MHz}$ sa fréquence de répétition, $\nu = c/\lambda$ la fréquence centrale optique et $L_{\text{round-trip}} = c/F_{\text{rep}}$ la longueur d'un aller-retour dans la cavité. Avec $\delta V = 533 \text{ mV}$ mesurée à l'oscilloscope comme le montre la figure 3.21, on obtient un écart de fréquence $\Delta F = 121,3 \text{ MHz}$. Cette différence de fréquence est due à l'écart entre l'offset $F_{\text{CEO}_{\text{Tangor}}}$ introduit par les AOM présents dans le Tangor (cf. Section 2.1.3) et l'offset $F_{\text{CEO}_{\text{Lockline}}}$ introduit par l'AOM présent dans la Lockline (cf. Section 2.1.2). Comme il y a un AOM 200 MHz et un AOM 40 MHz dans le Tangor, nous avons anticipé l'offset total introduit de $F_{\text{CEO}_{\text{Tangor}}} = 200 + 40 = 240 \text{ MHz}$. Pour compenser cet offset introduit, nous avons installé un AOM 250 MHz contrôlé à 240 MHz dans la Lockline. Cela doit permettre de garantir la même fréquence associée au mode fondamental du Tangor et au mode fondamental de la Lockline. Mais dans ce Tangor, l'ordre de diffraction de l'AOM en espace-libre utilisé est l'ordre -1 (il n'y a pas de différenciation des ordres ± 1 lors de la construction), ce qui veut dire que l'offset introduit est de -40 MHz , donnant un offset total introduit de $F_{\text{CEO}} = 200 - 40 = 160 \text{ MHz}$. En prenant en compte cela, la différence de fréquence entre la résonance principale de chaque amplificateur devrait être proche de $\Delta F \approx 80 \text{ MHz}$, ce qui n'est pas le cas. J'ai donc établi le processus inverse en prenant comme hypothèse $\Delta F = 80 \text{ MHz}$, et j'ai calculé la tension totale du composant piezo-électrique V_{piezo} . On a donc :

$$V_{\text{piezo}} = \frac{2F_{\text{rep}} \delta V d_{\text{tot-piezo}}}{\lambda \Delta F} \quad (3.15)$$

Et on trouve ici que $V_{\text{piezo}} = 227,424 \text{ V}$, ce qui est éloigné des données constructeur. Nous avons choisi ici de modifier la Lockline en se basant sur cette hypothèse. Pour ajuster la différence de fréquence entre le Tangor et la Lockline, il a fallu changer l'AOM 250 MHz présent dans la Lockline pour un AOM 200 MHz, contrôlé à 160 MHz.

Comme c'est une valeur éloignée du régime nominal de fonctionnement de l'AOM, il y a une perte d'insertion plus importante lorsque le signal traverse l'AOM, mais cet écart entre la fréquence nominale et la fréquence choisie n'est pas suffisant pour détériorer le signal sortant de l'AOM, ce qui peut être le cas pour de plus grands écarts. Pour cette raison, nous avons choisi de garder l'AOM 200 MHz car c'est un modèle standard, alors qu'un AOM 160 MHz demande d'être personnalisé, ce qui a un coût non négligeable ainsi qu'un délai d'approvisionnement qui peut être important. Après le changement de l'AOM de la Lockline, nous avons vérifié que les fréquences des résonances principales du Tangor et de la Lockline sont bien identiques. Cela confirme nos hypothèses sur l'ordre -1 de l'AOM -40 MHz qui provoque la différence de fréquence $\Delta f \approx 80$ MHz et les caractéristiques du composant piezo-électrique.

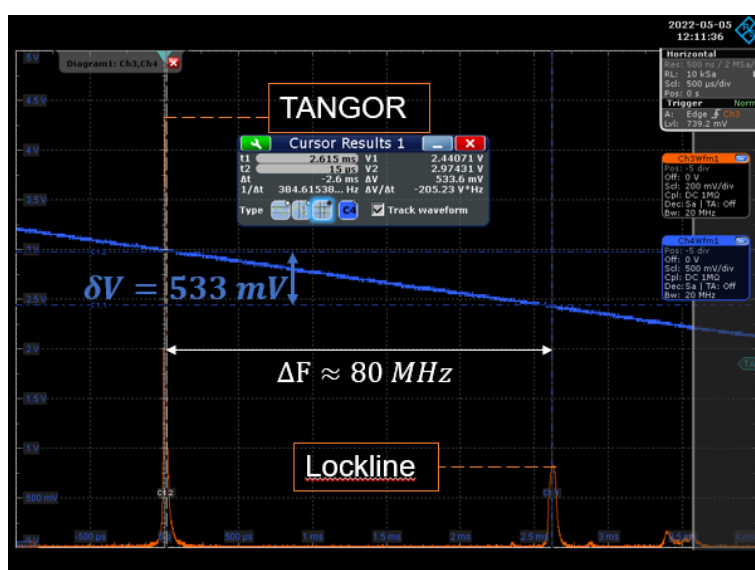


FIGURE 3.21 – Tension de commande qu'il faut appliquer au composant piezo-électrique pour que son déplacement couvre l'écart de fréquence entre la résonance principale de la Lockline et celle du Tangor. La courbe rouge représente l'intensité reçue en transmission de la cavité et la courbe bleue représente la tension de commande du composant piezo-électrique.

Après avoir ajusté la fréquence de la résonance principale de la Lockline pour qu'elle soit égale à celle de la résonance principale du Tangor et mis en place l'asservissement avec la Lockline, j'ai commencé à faire la montée en puissance avec le Tangor. La plus haute puissance moyenne injectée dans la cavité durant l'asservissement du laser sur la cavité avec le faisceau de la Lockline a atteint $P_{\text{Tang}} = 10$ W. Cela correspond à une puissance moyenne intracavité de $P_{\text{cav}} = 1,25$ kW. L'effet thermique qui a précédemment été observé lors de la montée à 20 W est toujours présent. On peut voir sur la figure 3.22 cet effet sur la courbe bleue représentant la tension de commande envoyée au composant piezo-électrique. Lorsque le régime est en boucle ouverte (partie gauche de la figure), on observe l'effet de la relaxation du matériau de la cavité après avoir précédemment injecté de la puissance. Lorsque le régime est en boucle fermée (partie droite de la figure), on observe la dilatation du matériau de la cavité par effet thermo-élastique, représenté par la dérive du signal du composant piezo-électrique.

Cela engendre les mêmes problèmes que ceux décrits plus tôt, à savoir un signal d'erreur bruité (courbe jaune) ayant pour conséquence un asservissement peu stable. Cela est visible à 500 ms sur le signal d'erreur et sur l'intensité transmise (courbe rouge), où un décrochage survient à cause d'un bruit mécanique extérieur. Nous pouvons également voir que le signal représentant l'intensité reçue en réflexion de la cavité est inversé. Cela est dû à la polarisation qui n'avait pas encore été ajustée lors de ces expériences.

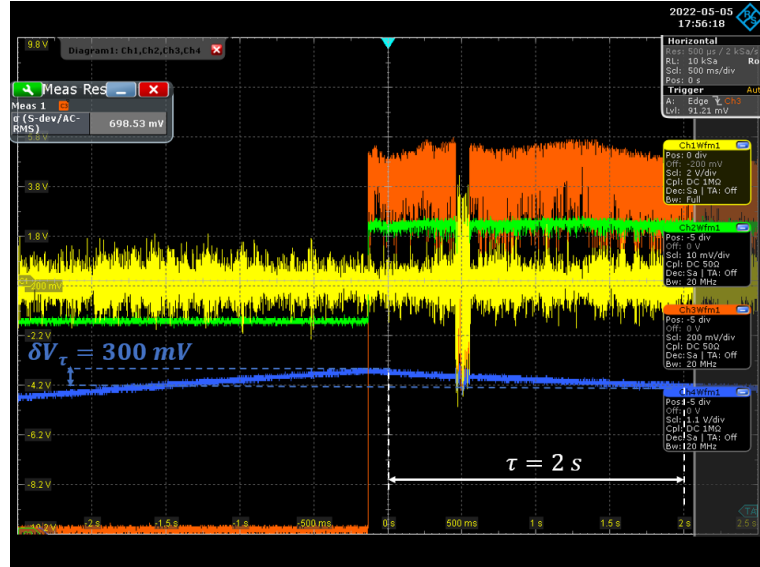


FIGURE 3.22 – Signaux d'asservissement de l'oscillateur GHz sur la cavité lorsque le faisceau de la Lockline sert pour l'asservissement et le faisceau du Tangor sert pour la montée en puissance, avec ici la puissance $P_{\text{Tang}} = 10 \text{ W}$. La courbe rouge représente l'intensité reçue en transmission de la cavité, La courbe verte représente l'intensité reçue en réflexion de la cavité, la courbe bleue représente la tension de commande du composant piezo-électrique et la courbe jaune représente le signal d'erreur PDH. La partie gauche de la figure montre la signaux en boucle ouverte tandis que la partie droite de la figure montre les signaux en boucle fermée.

Nous avons décidé de caractériser la vitesse de la dérive thermique pour avoir une idée de l'effet de l'augmentation de la puissance moyenne dans la cavité sur les matériaux. Pour calculer cette vitesse, j'ai utilisé la formule suivante :

$$v_{\text{drift}} = \frac{d_{\text{piezo}}}{\tau} = \frac{\delta V_{\tau} d_{\text{tot-piezo}}}{V_{\text{piezo}} \tau} \quad (3.16)$$

Avec τ le temps de mesure de la dérive thermique, δV_{τ} la tension de commande envoyé au composant piezo-électrique associée à ce temps de mesure. Avec les valeurs $\tau = 2 \text{ s}$ et $\delta V_{\tau} = 0,3 \text{ V}$ mesurées à l'oscilloscope, on obtient une vitesse de la dérive thermique de $v_{\text{drift}} = 13,2 \text{ nm/s}$. Comme la possibilité de déplacement total du composant piezo-électrique est de $20 \text{ }\mu\text{m}$ et que la tension correspondante est de $227,424 \text{ V}$, le calcul de l'ordre de grandeur de la dérive thermique permet de voir que le composant piezo-électrique ne pourra pas suivre ce déplacement sur plus de 25 min environ. Mais lors de l'asservissement, la tension de commande du composant piezo-électrique est de 10 V et non de $227,424 \text{ V}$. Cela veut dire que la durée maximum durant laquelle le

composant piezo-électrique pourra suivre la dérive thermique est de 53 s. Cela permet de mettre en évidence le fait de diminuer la puissance moyenne dans la cavité pour avoir une dérive thermique plus faible dans le temps, et c'est pour cette raison que l'on va travailler par la suite avec des rafales d'impulsions. La puissance moyenne va baisser et l'énergie par impulsion augmenter, ce qui permettra d'avoir une plus grande énergie dans la cavité.

3.3.1.2 Remplissage en mode rafale avec des impulsions étirées

Pour pouvoir injecter le signal sortant de l'oscillateur GHz dans l'amplificateur Tangor ainsi que dans la Lockline, il faut placer un pré-amplificateur à la sortie de l'oscillateur GHz. Cela permet d'assurer une puissance minimale en entrée des deux amplificateurs supérieur à la puissance minimale requise, sans quoi la sécurité se déclencherait car il y aurait des risques d'endommagement des amplificateurs à cause de l'amplification de l'émission spontanée. Dans un premier temps, il ne nous a pas été possible de commander ni de confectionner un pré-amplificateur spécifique à cette tâche. Nous avons alors utilisé le premier étage de la Lockline pour qu'il joue le rôle de ce pré-amplificateur. La seule différence est qu'avec cette configuration, la largeur des impulsions du signal en sortie du Tangor n'est plus de l'ordre de la picoseconde mais de la centaine de picoseconde. Cela est dû au fait que le premier étage de la Lockline contient le CFBG (étireur) de ce système. Ainsi l'impulsion laser entre dans le Tangor déjà étirée une première fois. Le compresseur final présent dans le Tangor ne permet de compenser que l'étirement introduit par le Tangor lui-même. Une impulsion plus étirée que prévu diminue la valeur de l'énergie-crête des impulsions. Les effets dus au stockage de l'énergie dans la cavité en seront également diminués, en particulier le seuil de dommage des miroirs.

J'ai mené plusieurs expériences visant à analyser et comprendre le stockage de rafales d'impulsions ayant différentes caractéristiques dans la cavité. Une première expérience a été de comparer l'injection et le stockage de trois rafales d'impulsions de cadence 30 kHz, 40 kHz et 50 kHz pouvant être changé grâce à l'AOM fibré du Tangor. La figure 3.23a montre l'enveloppe des trois rafales d'impulsions en sortie de l'amplificateur Tangor pour une cadence $F_{\text{burst1}} = 50$ kHz, une cadence $F_{\text{burst2}} = 40$ kHz et une cadence $F_{\text{burst3}} = 30$ kHz. On constate que l'énergie dans les rafales d'impulsions augmente lorsque la cadence décroît, avec une accentuation de cette augmentation d'énergie dans les premières impulsions, ce qui est conforme aux caractéristiques mesurées précédemment (cf. Section 2.1.4). On peut voir alors sur la figure 3.23b les conséquences de cette augmentation d'énergie non homogène sur la durée de la rafale d'impulsions lors du stockage des impulsions dans la cavité. En effet, plus l'énergie dans la rafale d'impulsions est importante et particulièrement au début, plus la montée en énergie lors du stockage des impulsions dans la cavité est rapide et atteint une valeur plus importante, avant de décroître. Cela est dû à la forme de la rafale d'impulsions et de la CEP qui n'est pas accordée, comme l'ont démontrées les simulations (cf. Section 3.2.1)

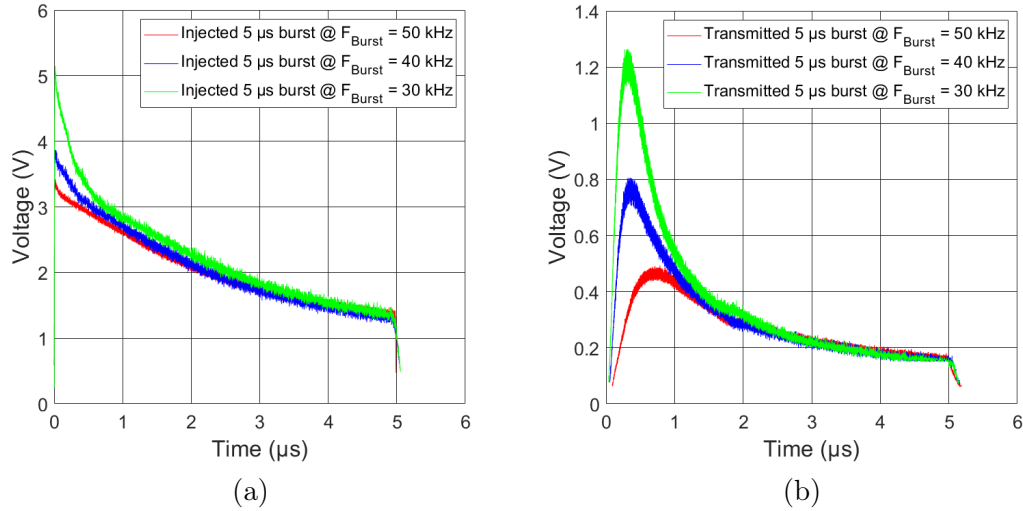


FIGURE 3.23 – Enveloppe des rafales d’impulsions pour différentes cadences. La courbe rouge représente l’enveloppe d’une rafale d’impulsions pour une cadence $F_{\text{burst}} = 50$ kHz, La courbe bleue représente l’enveloppe d’une rafale d’impulsions pour une cadence $F_{\text{burst}} = 40$ kHz, La courbe verte représente l’enveloppe d’une rafale d’impulsions pour une cadence $F_{\text{burst}} = 30$ kHz. (a) Enveloppe des rafales d’impulsions en sortie de l’amplificateur Tangor. (b) Enveloppe des rafales d’impulsions en transmission de la cavité.

Une deuxième expérience a été de comparer l’injection et le stockage de deux rafales d’impulsions de mêmes cadences mais de durées différentes. La figure 3.24a montre l’enveloppe des deux rafales d’impulsions en sortie de l’amplificateur Tangor pour une cadence $F_{\text{burst}} = 50$ kHz. les durées des rafales d’impulsions sont de $\tau_{\text{burst1}} = 5$ μs et de $\tau_{\text{burst2}} = 3,5$ μs. On observe que la répartition d’énergie est différente pour les deux rafales d’impulsions. Cette différence de répartition de l’énergie peut s’expliquer par le fait que l’ajout de $1,5$ μs sur la durée durant laquelle les impulsions ne sont pas délivrées permet de stocker plus d’énergie dans la fibre, ce qui engendre des impulsions plus énergétiques au début de chaque rafale lorsque celles-ci sont plus courtes. La figure 3.24b permet de voir l’effet de cette répartition d’énergie différente entre les deux rafales d’impulsions. Il y a une montée en énergie plus rapide pour la rafale dont la durée est plus courte et les premières impulsions plus énergétiques. Ensuite l’énergie dans la cavité décroît à cause de la forme de la rafale d’impulsions et de la CEP qui n’est pas accordée.

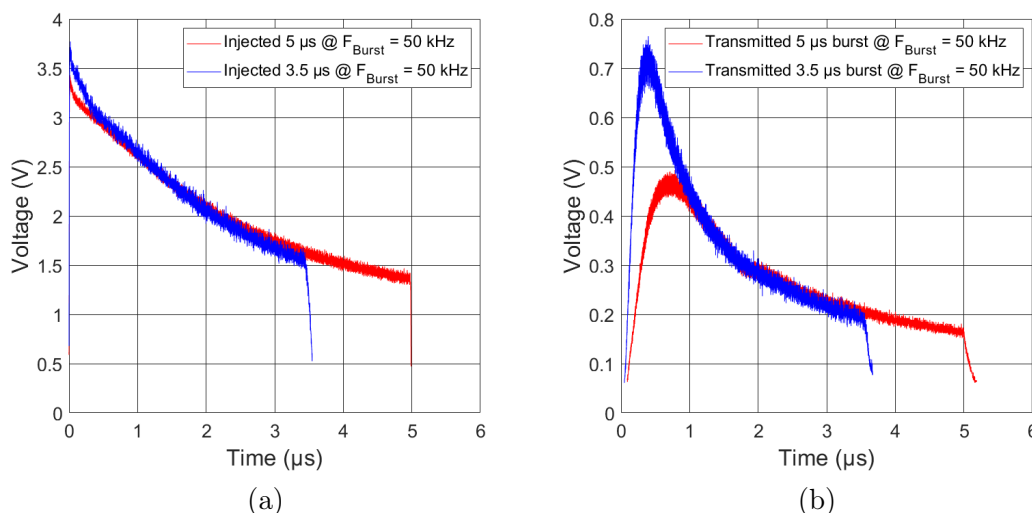


FIGURE 3.24 – Enveloppe des rafales d’impulsions pour différentes durées de ces rafales. La courbe rouge représente l’enveloppe d’une rafale d’impulsions de durée $\tau_{\text{burst}1} = 5 \mu\text{s}$, La courbe bleue représente l’enveloppe d’une rafale d’impulsions de durée $\tau_{\text{burst}2} = 3,5 \mu\text{s}$. (a) Enveloppe des rafales d’impulsions en sortie de l’amplificateur Tangor. (b) Enveloppe des rafales d’impulsions en transmission de la cavité.

On peut conclure de ces expériences que les résultats obtenus sont en accord avec la théorie. Lorsqu’une rafale d’impulsions est injectée dans la cavité, la forme de l’enveloppe obtenue en transmission dans la cavité, qui reflète le stockage, varie selon l’énergie des impulsions injectées. Comme elles sont très énergétiques en début de rafale, la montée en énergie est rapide, puis celle-ci redescend à cause de la forme de la rafale est de la CEP qui n’est pas accordée (cf. Section 3.2.1). Cet effet est exacerbé lorsque la cadence est plus basse ou que la rafale est plus courte, car les impulsions présentes en début de rafales sont plus énergétiques.

3.3.1.3 Remplissage en mode rafale avec des impulsions picoseconde

J’ai changé le montage expérimental en remplaçant le premier étage de la Lockline par le préamplificateur initialement prévu pour amplifier le signal sortant de l’oscillateur GHz. Les impulsions qui étaient étirées par le CFBG de la Lockline avant d’entrer dans le Tangor ne le sont plus et sont donc de l’ordre de la picoseconde en sortie du Tangor. Ce régime picoseconde est le régime dans lequel on veut travailler, car l’énergie par impulsion et par conséquent l’énergie-crête stockée dans la cavité sera plus importante. Les durées d’impulsions étant comprises entre $\Delta\tau_{\text{max}} = 3,35 \text{ ps}$ et $\Delta\tau_{\text{min}} = 750 \text{ fs}$ (cf. Section 2.1.3.3), j’ai choisi dans un premier temps la durée d’impulsion la plus grande. Cela permet de prendre le maximum de précaution vis-à-vis de l’endommagement des miroirs de la cavité, car un des facteurs de casse des miroirs est une énergie-crête trop importante. La figure 3.25a montre la rafale d’impulsions obtenue en sortie de l’amplificateur Tangor, pour une cadence $F_{\text{burst}} = 50 \text{ kHz}$, une durée de la rafale d’impulsions $\tau_{\text{burst}} = 5 \mu\text{s}$ et une énergie dans la rafale d’impulsions $E_{\text{burst}} = 2 \text{ mJ}$. On constate que la forme de la rafale est similaire à celle avec les impulsions étirées. Le sursaut en

fin de rafale est apparu lors d'une remise en marche du système après un arrêt total. La figure 3.25b montre le stockage de la rafale d'impulsions dans la cavité, pour une énergie $E_{cav} = E_{burst}G_{exp} = 300$ mJ, mesurée grâce à la photodiode en transmission de la cavité qui a auparavant été caractérisée. Ici, $G_{reel} \approx 150$, ce qui est dû au fait que le couplage n'est pas optimisé lors de la prise de donnée. De la même façon que pour la forme de la rafale en sortie de l'amplificateur Tangor, la forme de la rafale stockée dans la cavité est similaire à celle avec les impulsions étirées. Ces deux résultats sont des résultats attendus, car la durée d'impulsion n'est pas censée intervenir dans la forme de la rafale d'impulsions ni dans son stockage. Pour établir un résultat pouvant démontrer l'utilisation de ce montage sur le long-terme, nous avons besoin de connaître la stabilité dans le temps de l'injection de la rafale d'impulsions dans la cavité. La figure 3.25c montre le temps pour lequel une énergie de $E_{cav} = 300$ mJ est maintenue dans la cavité. On peut ainsi voir que l'énergie intra-cavité a été maintenue sur un peu plus de 1200 s, soit environ 20 min, avant le décrochage du système d'asservissement dû à la dérive thermique de la salle optique. La figure 3.25d montre la courbe statistique de l'énergie stockée dans la cavité. Grâce à ces données, nous pouvons obtenir l'écart-type de l'énergie stockée sur le long terme par rapport à la valeur moyenne de cette énergie qui est de $\sigma \approx 7\%$. Cela permet de prouver qu'il est possible de maintenir le stockage des rafales d'impulsions sur la durée. De plus, en ayant un système d'asservissement plus robuste, en optimisant ses paramètres (PID) et en mettant en place un système de régulation de la température interne de la cavité, il serait possible de rendre l'expérience viable sur un temps plus long. Ces améliorations n'ont pas été réalisées lors de cette thèse par manque de temps.

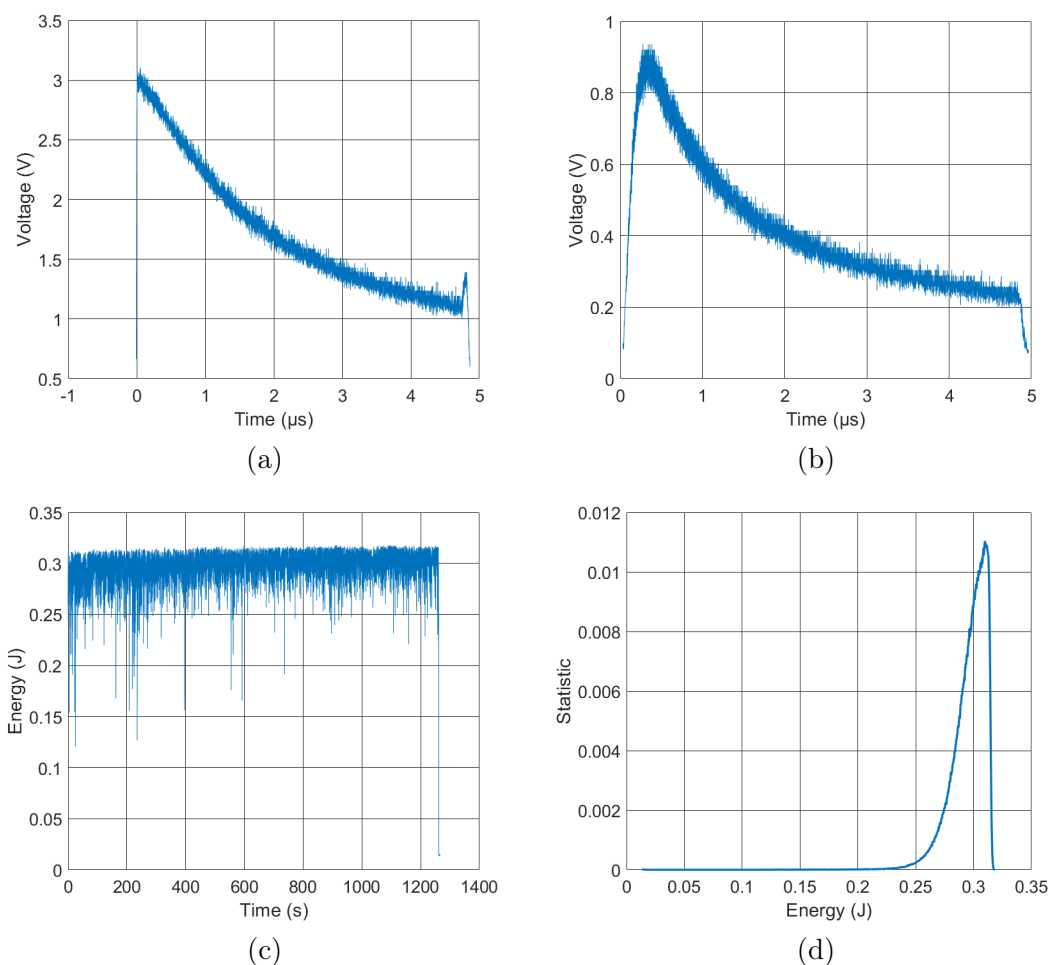


FIGURE 3.25 – (a) Enveloppe de la rafale d’impulsions en sortie de l’amplificateur Tangor dont l’énergie est de $E_{\text{burst}} = 2$ mJ. (b) Enveloppe de la rafale d’impulsions stockée dans la cavité, dont l’énergie est $E_{\text{cav}} = 300$ mJ. (c) Énergie injectée dans la cavité sur le long terme, ici 20 minutes. (d) Distribution représentant les valeurs statistiques de l’énergie évoluant dans la cavité durant les 20 minutes.

Lors de la mise en place futur du LINAC censé produire les paquets d’électrons pour l’interaction entre les électrons et les photons, la durée du train d’électrons prévue est de $\tau_{\text{train}} = 1$ μs . En raison de cela, il faut déterminer le moment optimal pour que l’interaction entre les photons et les électrons se fasse, c’est-à-dire lorsque l’énergie dans la cavité est la plus élevée. Pour cela, j’ai représenté en figure 3.26 l’intégrale glissante sur 1 μs de l’énergie présente dans la cavité. L’abscisse de la figure 3.26 représente le début de l’intégrale sur 1 μs . Nous pouvons donc remarquer que le meilleur moment pour faire interagir le paquet d’électrons est entre $t_1 = 0.1565$ μs et $t_2 = 1.1565$ μs , car l’énergie sur 1 μs est la plus élevée, avec ici 103 mJ en moyenne.

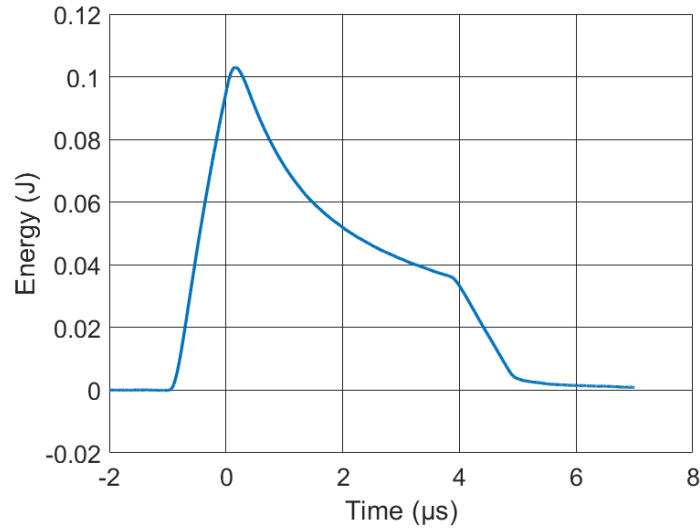


FIGURE 3.26 – Courbe représentant l’intégrale glissante de l’énergie sur 1 μs pour les données de la figure 3.25b.

3.3.1.4 Endommagement des miroirs

Le but des expériences suivantes est de monter en énergie dans la cavité pour une rafale d’impulsions donnée. Pour cela le protocole suivi est une baisse de la cadence des rafales d’impulsions de $F_{\text{burst}} = 50 \text{ kHz}$ à $F_{\text{burst}} = 10 \text{ kHz}$ avec une durée des impulsions de $\Delta\tau_{\text{max}} = 3,35 \text{ ps}$, puis la même baisse en cadence jusqu’à $\Delta\tau_{\text{min}} = 750 \text{ fs}$. La figure 3.27 montre les rafales d’impulsions obtenus en sortie de l’amplificateur Tangor lors de la baisse de la cadence pour une durée d’impulsion $\Delta\tau_{\text{max}} = 3,35 \text{ ps}$. La figure 3.27a représente la rafale d’impulsions à une cadence $F_{\text{burst}} = 50 \text{ kHz}$, la figure 3.27b représente la rafale d’impulsions à une cadence $F_{\text{burst}} = 30 \text{ kHz}$, et la figure 3.27c représente la rafale d’impulsions à une cadence $F_{\text{burst}} = 10 \text{ kHz}$. On peut voir sur ces trois figures que les impulsions les plus énergétiques ne retombent pas à zéro. Cela est dû à la bande passante de la photodiode utilisée pour acquérir le signal. Comme vu précédemment (cf. Section 3.3.1.2), l’énergie des premières impulsions est plus importante lorsque la cadence baisse. Cependant, comme le montre la figure 3.27d, on peut voir que cette augmentation de l’énergie n’est pas linéaire, et cela peut rapidement endommager les miroirs de la cavité si aucune précaution n’est prise.

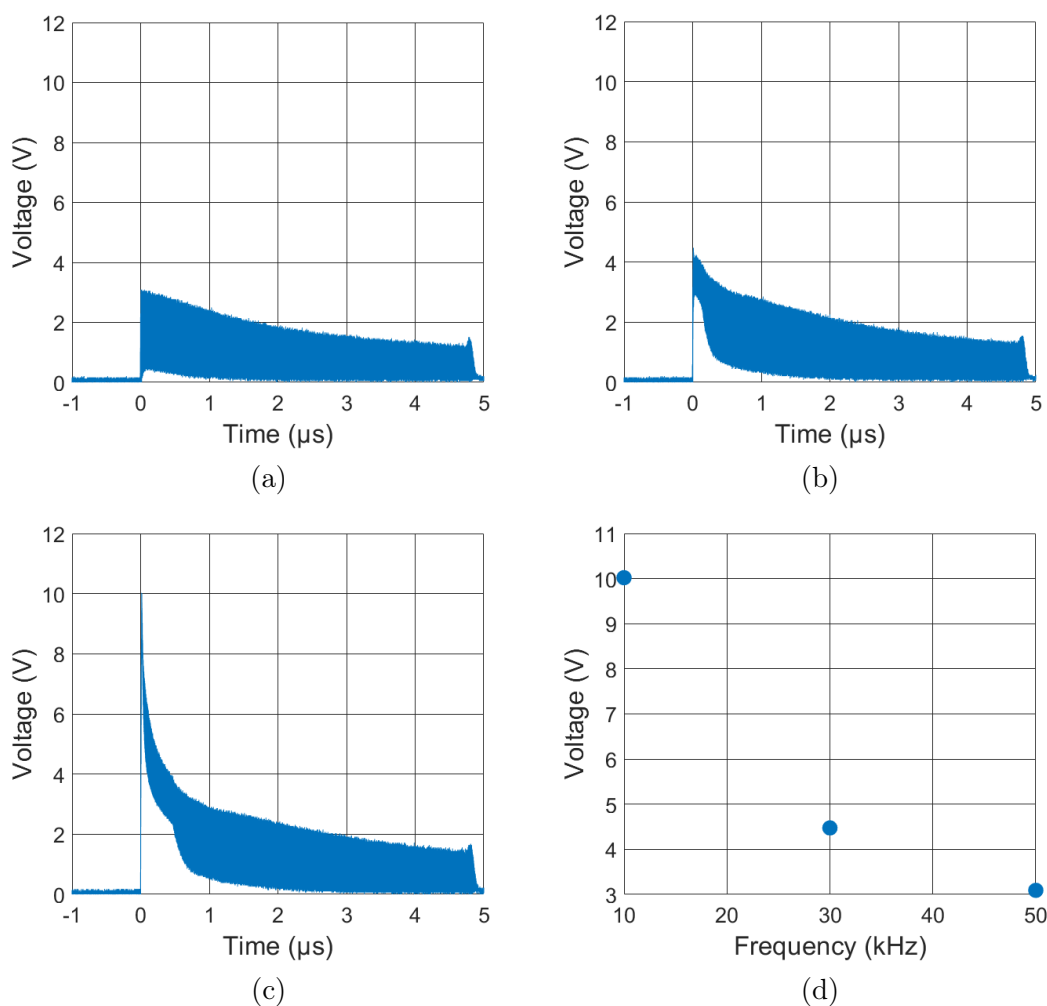


FIGURE 3.27 – Rafales d’impulsions ayant servi à injecter la cavité lors de la montée en énergie. (a) Rafale d’impulsions de cadence $F_{burst} = 50$ kHz. (b) Rafale d’impulsions de cadence $F_{burst} = 30$ kHz. (c) Rafale d’impulsions de cadence $F_{burst} = 10$ kHz. (d) Énergie-crête maximum pour chaque rafale d’impulsions.

Le fait d’avoir des impulsions dont l’énergie-crête augmente fortement lors de la baisse en cadence a eu pour conséquence la détérioration des miroirs de la cavité lors de l’injection de la rafale d’impulsions à la cadence $F_{burst} = 10$ kHz. Le cumul de l’énergie des premières impulsions sur une petite surface du miroir M3 de la cavité a endommagé celui-ci. La figure 3.28 montre les images du faisceau vues par la caméra en transmission de la cavité, avant l’endommagement (figure 3.28a) et après l’endommagement (figure 3.28b) du miroir.

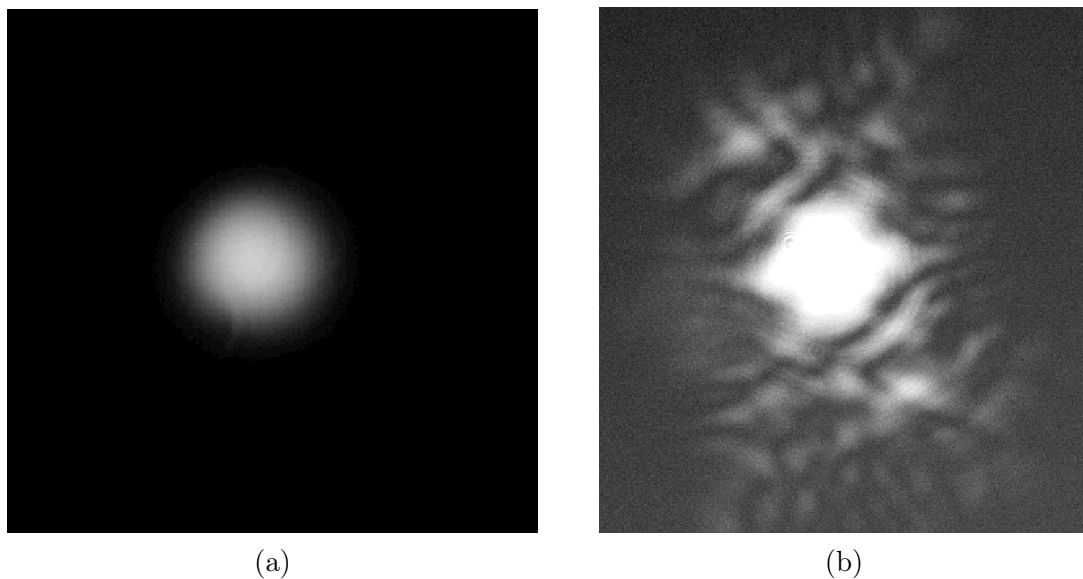


FIGURE 3.28 – Mode TEM_{00} en transmission de la cavité. (a) Image prise avant la casse du miroir M3. (b) Image prise après la casse du miroir M3.

Lors de l'endommagement du miroir M3 de la cavité, le revêtement de celui-ci n'a pas supporté l'énergie accumulé et a subi une ablation. La figure 3.29 montre la face endommagée du miroir M3 avec l'ablation à droite de l'image et les projections du revêtement autour.

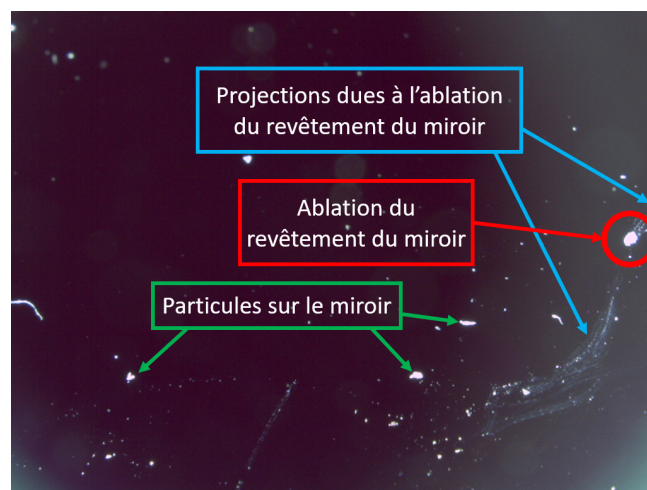


FIGURE 3.29 – Image au microscope du miroir qui a cassé dans la cavité. On voit à droite de l'image un point qui est l'ablation du revêtement et les projections autour.

Après l'endommagement des miroirs, j'ai fait un changement complet des miroirs de la cavité. Cela a nécessité l'arrêt de la pompe à vide, d'ouvrir la cavité et de coller les nouveaux miroirs sur de nouvelles montures. La nouvelle cavité obtenue est la cavité V1.2, et elle doit être caractérisée pour pouvoir de nouveau injecter des rafales d'impulsions et stocker l'énergie dans celle-ci.

3.3.2 Cavité V1.2

Dans un premier temps, la cavité a dû être ré-alignée pour pouvoir retrouver une configuration similaire à celle utilisée jusqu'à maintenant. Après avoir fait les mesures de caractérisation de la cavité V1.2 (cf. Section 2.2.1), j'ai réitéré les étapes décrites précédemment dans ce chapitre pour asservir l'oscillateur GHz sur cette cavité. Cela a été plus difficile à faire car cette cavité V1.2 a une finesse plus élevée ($\mathcal{F}_{V1.2} = 7300$) que la cavité précédente V1.1 ($\mathcal{F}_{V1.1} = 2000$), et donc une plus grande sensibilité aux différents bruits à cause d'une bande passante plus étroite (cf. Section 1.3.2). Après cela, j'ai recommencé à injecter des rafales d'impulsions dans la cavité. En changeant légèrement la fréquence F_{AOM} de l'AOM dans la Lockline, il est possible de plus ou moins bien injecter les rafales d'impulsions dans la cavité, selon le degré d'accord de la CEP (cf. Section 3.2). La figure 3.30 montre la transmission obtenue pour une même rafale d'impulsions en entrée, pour $F_{AOM} = 158,350$ MHz en figure 3.30a, pour $F_{AOM} = 158,850$ MHz en figure 3.30b, pour $F_{AOM} = 159,350$ MHz en figure 3.30c et pour F_{AOM} optimisée. L'énergie stockée dans la cavité est la plus importante pour la configuration de la figure 3.30d. On peut conclure de ces courbes qu'un léger changement de F_{CEO} sur une des deux lignes laser ou bien de CEP peut affecter et détériorer le stockage des impulsions dans la cavité. Il faut donc avoir une F_{CEO} optimisée et pas de dérive de CEP pour optimiser le stockage des impulsions dans la cavité.

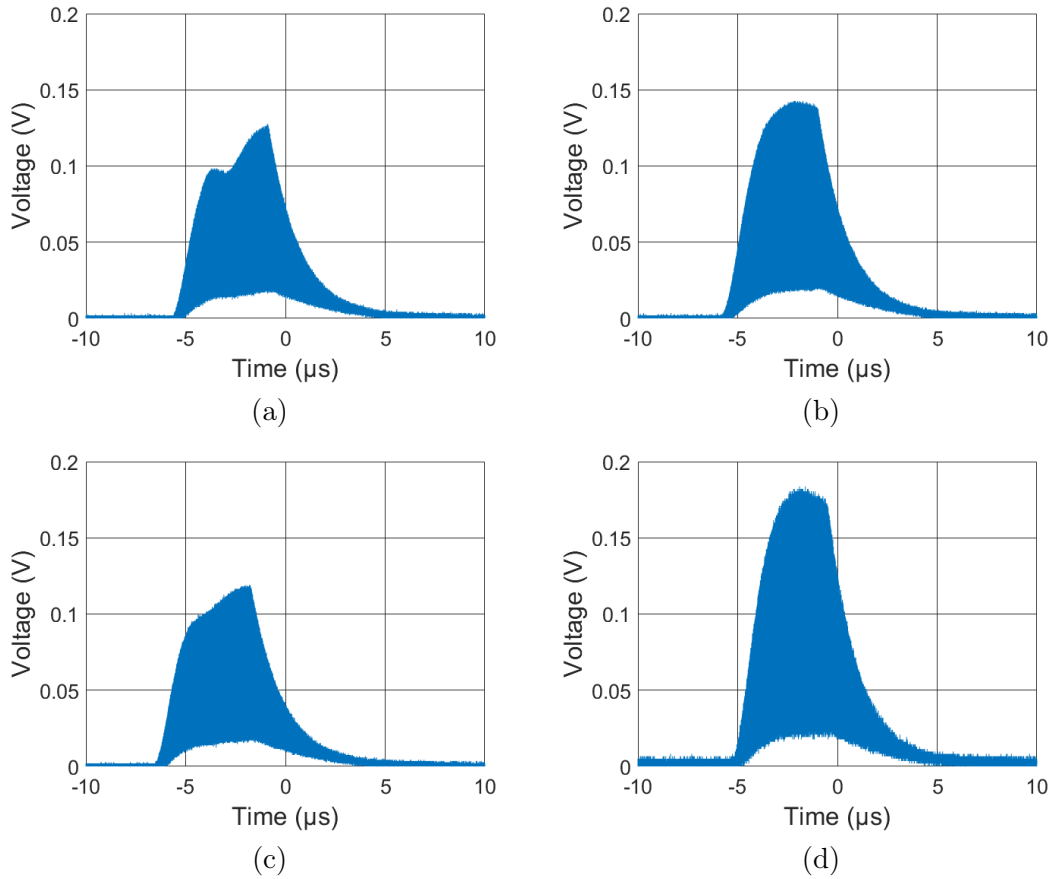


FIGURE 3.30 – Rafales en transmission de la cavité pour différentes valeurs de fréquence de l’AOM dans la Lockline F_{AOM} . (a) Transmission pour $F_{\text{AOM}} = 158,350$ MHz. (b) Transmission pour $F_{\text{AOM}} = 158,850$ MHz. (c) Transmission pour $F_{\text{AOM}} = 159,350$ MHz. (d) Transmission obtenue en ajustant finement la valeur de F_{AOM} afin d’obtenir l’énergie-crête stockée dans la cavité la plus élevée.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu les différents résultats expérimentaux obtenus lors de ce travail de thèse. Nous avons pu dans un premier temps voir l’étude menée sur la polarisation. Cette étude a montrée que la mise en forme de la polarisation est délicate car il est nécessaire de séparer les deux voies de manière précise pour permettre l’asservissement. Pour avoir une orthogonalité entre les deux états de polarisations, il faut être méthodique et consciencieux dans le placement des lames à retard et dans les mesures au polarimètre. Les erreurs dues au réglages manuels couplées à une possible dépolarisation du faisceau rendent difficile l’asservissement pour des énergies plus élevées. Enfin, un problème délicat qui a été observé est le changement de polarisation de la cavité lors de l’asservissement, qui permet à la puissance en provenance du Tangor de passer à travers le prisme de Wollaston, et de perturber l’asservissement. Dans un second temps, nous avons pu voir les effets de la CEP sur le couplage du mode fondamental dans la cavité. Nous avons d’abord pu constater via les simulations que le

stockage de l'énergie dans la cavité était moins bon lorsque la CEP était désaccordée, et cela quelle que soit la forme de la rafale d'impulsions injectée. Ce résultat théorique a été validé lors de la mise en pratique, où la forme de l'enveloppe de la rafale d'impulsions correspondait à celle des simulations lorsque la CEP était désaccordée. De plus, les résultats obtenus lors du changement de CEP sur deux montages différents et les régressions associées nous ont prouvées que la CEP influence bien le couplage et le stockage des rafales d'impulsions, et qu'il y a une valeur optimale à trouver pour avoir le meilleur couplage, et la meilleure énergie stockée. Nous avons également vu que la finesse d'une cavité joue un rôle très important dans la dynamique de stockage des rafales dans la cavité, car l'énergie maximum qu'il est possible de stocker est plus élevée pour une meilleure finesse, car le gain est plus grand. En contrepartie, on voit que le temps pour atteindre ce maximum est plus long. Ce résultat a pu être observé lors du changement de miroir dans la cavité et la comparaison des rafales stockées dans la cavité V1.1 et V1.2, et cela a validé la théorie. Dans un troisième temps, nous avons pu observer le cheminement et les expériences menées lors de cette thèse pour arriver à stocker des rafales d'impulsions en ayant au départ uniquement la cavité FP. Tout d'abord, il y a eu les tests avec le laser de métrologie pour tester l'asservissement et mesurer les paramètres de la cavité, pour ensuite faire de même avec l'oscillateur GHz. Les bruits parasites ont été éliminés et l'hypothèse de la dérive thermique lors de la montée en puissance s'est vérifiée, il a été également possible de quantifier cette dérive. La montée en énergie a été la dernière partie des expériences, où l'hypothèse de l'endommagement des miroirs à cause de la haute énergie-crête des impulsions a été vérifiée. Tous ces résultats confortant les hypothèses établies et la théorie, cela est encourageant pour la suite des expériences et la montée à plus haute énergie pour l'interaction Compton avec les électrons.

Conclusion et perspectives

L'objectif de cette thèse était l'injection de rafales d'impulsions laser dans une cavité Fabry-Perot afin de gagner en énergie dans celle-ci par empilement des impulsions. Nous avons vu le contexte général dans lequel s'inscrit cette thèse, qui est la génération de rayons X par effet Compton. Après un bref historique relatif aux rayons X, nous avons vu les applications dans lesquelles les sources Compton peuvent être utiles, comme la médecine, la science des matériaux ou encore la physique nucléaire, avec leur apports comparé aux sources actuelles.

La compréhension du principe de fonctionnement d'un oscillateur laser et du verrouillage de mode a été d'une grande utilité dans la conception de l'oscillateur GHz utilisé pour produire les impulsions laser. Cela a permis l'ajustement ou la mise en place de certains paramètres comme la position du cristal dans l'oscillateur ou la mise en place du SESAM. L'étude de l'amplification des impulsions laser ainsi que des composants tels que l'AOM et l'EOM a permis de concevoir la ligne d'amplification Lockline et l'amplificateur Tangor où sont incorporés ces composants, d'avoir la même fréquence F_{CEO} entre ces deux amplificateurs et de préparer l'asservissement de l'oscillateur GHz. La théorie relative aux cavités Fabry-Perot sur le mode fondamental et les modes supérieurs, ainsi que sur la caractérisation de la cavité a permis de faire et d'analyser des simulations sur la taille de mode, le degré de polarisation du mode fondamental et la propagation du faisceau en fonction de certains paramètres tels que la distance entre les miroirs ou la planéité de la cavité. Cela a été utile lors du choix des optiques sur les lignes laser afin d'adapter la taille du faisceau et son placement, ainsi que pour comprendre les modes que l'on observait sur la caméra placée en transmission de la cavité. La compréhension des équations régissant la finesse et le gain d'une cavité Fabry-Perot on également permis de faire des simulations sur la finesse et le gain que l'on pourrait avoir lors des expériences. Après avoir mesuré cette finesse, nous avons pu comparer le résultat des simulations avec la valeur réelle et comprendre en quoi cela peut différer. Un facteur qui a été décrit lors de la mise en place de la théorie mais dont l'impact sur le couplage du faisceau dans la cavité s'est révélé bien plus compliqué à évaluer est le paramètre de CEP. Grâce aux simulations et à une prise de donnée précise, nous avons pu évaluer cet impact. Concernant l'asservissement de l'oscillateur GHz sur la cavité, après avoir posé la théorie autour de la méthode PDH qui est celle utilisée, il a fallu s'assurer que l'oscillateur GHz n'était pas trop bruyant pour permettre une stabilisation du système. Pour cela, des mesures de bruit de phase ont été réalisées. Elles ont permis de mettre en avant que le composant piezo-électrique placé dans l'oscillateur permettant la rétroaction ajoutait du bruit haute fréquence, qui ont été réduits par l'ajout d'un AOM. Une fois cela fait, nous avons réussi à asservir

l'oscillateur GHz sur la cavité. Un travail conséquent a été fait sur la polarisation, car le système utilisé n'est pas contrapropagatif mais colinéaire. Les faisceaux en provenance de l'amplificateur Lockline et de l'amplificateur Tangor suivent le même chemin optique pour entrer dans la cavité. Mais comme l'un des deux faisceaux permet l'asservissement et l'autre le perturbe, il faut que leur polarisations soient orthogonale pour permettre leur séparation. Une fois toutes ces étapes réalisées, nous avons injecté des impulsions dans la cavité en mode continue en augmentant la puissance pour voir la tenue au flux de la cavité. Cela a permis de mettre en évidence la dérive thermique. Puis nous avons injecté des rafales d'impulsions, pour dans un premier temps observer et comprendre la réponse de la cavité à une rafale d'impulsions. Nous avons observé que les résultats obtenus correspondaient aux simulations où était introduit un terme de CEP, puis nous avons testé des impulsions de différentes durées où à différentes cadences. Nous avons obtenu un résultat important avec le stockage sur environ 20 min de 300 mJ dans la cavité avant de perdre l'asservissement par dérive thermique. Puis nous avons baissé la cadence pour augmenter l'énergie des impulsions ainsi que leur énergie-crête, afin de tester la limite de la cavité en atteignant le seuil de dommage des miroirs. Après la casse des miroirs, nous avons collé de nouveaux miroirs avec un miroir d'entrée ayant une meilleur réflexion, ce qui donne lieu à une cavité de plus grande finesse et de meilleur gain. L'asservissement de l'oscillateur GHz sur la nouvelle cavité était plus délicat car la cavité à une bande passante plus étroite du fait de sa finesse plus élevée. Après avoir réussi l'asservissement, nous avons injecté des rafales d'impulsions dans cette cavité pour observer son comportement.

Les améliorations que l'on pourrait apporter seraient dans un premier temps des améliorations mécaniques. Pour réduire les bruits de l'oscillateur GHz et également apporter de la stabilité vis-à-vis du verrouillage de mode, un oscillateur ayant une structure partiellement voire totalement monolithique pourrait s'avérer utile. Cependant, il faudrait envisager de placer le cristal sur une monture permettant de très léger changements d'angle pour pouvoir rattraper le décalage en CEP tout en ayant le moins d'impact sur l'oscillateur. Une autre façon de gérer la CEP serait de placer des lames ou des doubles-wedges isochrones dont l'angle serait réglable dans la cavité laser, mais les essais réalisés lors de cette thèse ont été infructueux, car les pertes devenaient trop importantes. Pour compenser la dérive thermique lors de la montée en puissance dans la cavité, une option serait de placer dans la cavité un composant chauffant sur lequel on pourrait rétroagir. Lorsque le faisceau serait injecté dans la cavité, le composant chaufferait moins afin de compenser la thermique apportée. Un aspect étudié au début de cette thèse, mais non pris en compte par la suite par manque de temps car cela nécessitait l'arrêt complet du système le temps des modifications, est le changement de forme des rafales d'impulsions. En modulant la forme des rafales d'impulsions, l'endommagement des miroirs provoqué par les impulsions très énergétiques de début de rafale pourrait être évité. Cela permettrait l'augmentation de l'énergie dans la rafale et donc de l'énergie dans la cavité. Pour le fonctionnement des expériences, certaines sécurités sur les systèmes lasers ont dû être outrepassées, car non adaptées à l'utilisation faite dans les expériences. Cela a donné lieu à certaines casses, notamment sur les fibres optiques des amplificateur fibrés. Enfin, certains problèmes de climatisation ne permettant pas à la salle de rester à une température fixe, ce qui a provoqué du

dépointé dans les systèmes lasers ainsi que l'impossibilité de stabiliser le mode-lock de l'oscillateur, a causé des pertes de temps.

Bibliographie

- [1] K. SAKAUE et al. “Development of a laser pulse storage technique in an optical super-cavity for a compact X-ray source based on laser-Compton scattering”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 637 (2010).
- [2] W. C. RÖNTGEN. “Ueber eine neue Art von Strahlen”. In : *Physica Medica* (1895).
- [3] W. CROOKES. “The Emanations of Radium”. In : (1903).
- [4] W.D. COOLIDGE. “A powerful Röntgen ray tube with a pure electron discharge”. In : *The physical review*. (1913).
- [5] F. E. ZINK. “X-ray Tubes”. In : *Imaging and Therapeutic Technology* (1997).
- [6] H. W. KOCH et J. W. MOTZ. “Bremsstrahlung cross-section formulas and related data”. In : *Reviews of modern physics* 31 (1959).
- [7] J. PLAGNARD. “Mesure de spectres en énergie de l’émission de tubes à rayons X au LNE-LNHB/LMD”. In : (2016).
- [8] P. ROY et al. “The AILES Infrared Beamline on the third generation Synchrotron Radiation Facility SOLEIL”. In : *Infrared Physics and Technology* 49 (2006).
- [9] A. NADJI. “Synchrotron SOLEIL upgrade project”. In : *12th Int. Particle Acc. Conf.* (2021).
- [10] P. RAIMONDI. “ESRF–EBS : The Extremely Brilliant Source Project”. In : *Synchrotron Radiation News* (2016).
- [11] T. WEITKAMP et al. “Status and evolution of the ESRF beamline ID19”. In : *AIP Conference Proceedings* 1221 (2010).
- [12] R. P. WALKER et al. “European project to develop a UV/VUV free-electron laser facility on the ELETTRA storage ring”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 429 (1999).
- [13] A. GIANONCELLI et al. “Current status of the TwinMic beamline at Elettra : a soft X-ray transmission and emission microscopy station”. In : *Journal of Synchrotron Radiation* 23 (2016).

- [14] G. REHM, A. MORGAN et C. THOMAS. “Beam diagnostics systems for the Diamond synchrotron light source”. In : *Proceedings of EPAC 2004* (2004).
- [15] K. J. S. SAWHNEY et al. “A Test Beamline on Diamond Light Source”. In : *AIP Conference Proceedings* 1234 (2010).
- [16] A. OLMOS, T. GÜNZEL et F. PÉREZ. “BPM design for the ALBA synchrotron”. In : *Proceedings of EPAC 2006* (2006).
- [17] D. EINFELD. “ALBA synchrotron light source commissioning”. In : *Proceedings of IPAC2011* (2011).
- [18] J. KALLESTRUP et M. AIBA. “Improvements to the SLS booster synchrotron performance towards SLS 2.0”. In : *12th Int. Particle Acc. Conf. IPAC2021* (2021).
- [19] W. JOHO, M. MUÑOZ et A. STREUN. “The SLS booster synchrotron”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 562 (2006).
- [20] C. G. SCHROER et al. “PETRA IV : the ultralow-emittance source project at DESY”. In : *Journal of Synchrotron Radiation* 25 (2018).
- [21] H. KROLL, H. HANSMEIER et M. HUFNAGL. “Productive interactions in basic research an enquiry into impact pathways at the DESY synchrotron”. In : *Technological Forecasting and Social Change* 175 (2022).
- [22] M. E. COUPRIE et al. “Le rayonnement synchrotron, une source de lumière dédiée à la recherche”. In : *Reflets de la physique* (2013).
- [23] J. M. J. MADEY. “Stimulated Emission of Bremsstrahlung in a periodic magnetic field”. In : *Journal Applied Physics* 42 (1971).
- [24] R. BONIFACIO, C. PELLEGRINI et L. M. NARDUCCI. “Collective instabilities and high-gain regime in a free electron laser”. In : *Optics Communications* 50 (1984).
- [25] K. J. KIM. “Three-Dimensional Analysis of Coherent Amplification and Self-Amplified Spontaneous Emission in Free-Electron Lasers”. In : *Physical Review Letters* 57 (1986).
- [26] L. R. ELIAS et al. “Observation of Stimulated Emission of Radiation by Relativistic Electrons in a Spatially Periodic Transverse Magnetic Field”. In : *Physical Review Letters* 36 (1976).
- [27] J. M. ORTEGA et al. “CLIO : Collaboration for an infrared laser at Orsay”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 285 (1989).
- [28] R. PRAZERES et al. “Observation of coherent and self-amplified spontaneous emission with the CLIO free-electron laser”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 407 (1998).
- [29] A. F. G. Van der MEER et P. W. Van AMERSFOORT. “The user facility FELIX : present and planned performance”. In : *7th European Workshop on Free Electron Laser* (1995).

- [30] T. TMIMASU et al. “FEL facilities and application researches at the FELI”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 407 (1998).
- [31] G. R. NEIL et al. “First operation of an FEL in the same-cell energy recovering mode”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 445 (2000).
- [32] T. TSCHENTSCHER et al. “Photon Beam Transport and Scientific Instruments at the European XFEL”. In : *applied sciences* (2017).
- [33] D. NUTARELLI. “Dynamique et performances du laser à électrons libres de super-ACO avec une cavité RF harmonique à 500 MHz”. Thèse de doct. Université Paris XI, 2000.
- [34] E. EGGL et al. “The Munich compact light source : initial performance measures”. In : *Journal of synchrotron radiation* (2016).
- [35] A. M. TREMAINE et al. “High energy, high brightness X-rays produced by Compton backscattering at the Livermore PLEIADES facility”. In : *2005 Particle Accelerator Conference*, (2005).
- [36] D. J. GIBSON et al. “PLEIADES : A picosecond Compton scattering x-ray source for advanced backlighting and time-resolved material studies”. In : *Physics of plasmas* 11 (2004).
- [37] M. FUKUDA et al. “Improvement of X-ray generation by using laser Compton scattering in Laser Undulator Compact X-ray source (LUCX)”. In : *Proceeding of NAPAC2016* (2016).
- [38] M. JACQUET. “Potential of compact Compton sources in the medical field”. In : *Physica Medica* 32 (2016).
- [39] K. DUPRAZ et al. “The ThomX ICS source”. In : *Physics Open* 5 (2020).
- [40] W. S. GRAVES et al. “MIT inverse Compton source concept”. In : *Reviews of modern physics* 31 (1959).
- [41] S. MIYOSHI et al. “Photon generation by laser-Compton scattering at the KEK-ATF”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 623 (2010).
- [42] H. SHIMIZU et al. “Photon Generation by Laser-Compton Scattering Using an Optical Resonant Cavity at the KEK-ATF Electron Ring”. In : *Journal of the Physical Society of Japan* 78 (2009).
- [43] A. H. COMPTON. “A quantum theory oh the scattering of X-rays by light elements”. In : *The Physical Review* 21 (1923).
- [44] T. SUZUKI. “General formulae of luminosity for various types of colliding beam machines.” In : (1976).
- [45] J.J. BATTISTA et M.J. BRONSKILL. “Compton scatter imaging of transverse sections : an overall appraisal and evaluation for radiotherapy planning”. In : *Physics in Medicine and Biology* (1980).

- [46] K. ACHTERHOLD et al. “Monochromatic computed tomography with a compact laser-driven X-ray source”. In : *Scientific Reports* (2013).
- [47] A. STOLIDI. “Développement de méthodes d’imagerie par contraste de phase sur source X de laboratoire”. Thèse de doct. Université Paris-Saclay, 2017.
- [48] J. TANAKA et al. “Cadaveric and in vivo human joint imaging based on differential phase contrast by X-ray Talbot-Lau interferometry”. In : *Zeitschrift für Medizinische Physik* 23 (2013).
- [49] S. KULPE et al. “Spectroscopic imaging at compact inverse Compton X-ray sources”. In : *Physica Medica* (2020).
- [50] F. SERNA, J. LAGNEAU et J. M. CARPENTIER. “La diffraction des rayons X : une technique puissante pour résoudre certains problèmes industriels et technologiques”. In : *Chimie Nouvelle* 116 (2014).
- [51] J. ABENDROTH et al. “X-ray structure determination of the glycine cleavage system protein H of Mycobacterium tuberculosis using an inverse Compton synchrotron X-ray source”. In : *Journal of Structural and Functional Genomics* 11 (2010).
- [52] H. R. WELLER et al. “Research opportunities at the upgraded HIGAMA facility”. In : *Progress in Particle and Nuclear Physics* 62 (2009).
- [53] R. HAJIMA et al. “Application of Laser Compton Scattered gamma-ray beams to nondestructive detection and assay of nuclear material”. In : *The European Physical Journal Special Topics* 223 (2014).
- [54] F. ALBERT et al. “Isotopespecific detection of low-density materials with laser-based monoenergetic gamma-rays”. In : *Optics Letters* 35 (2010).
- [55] V. N. LITVINENKO. “Recent results with the high intensity gamma-ray facility”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 507 (2003).
- [56] M. AHMED et al. “HIGS2 : The Next Generation Compton gamma-ray Source”. In : *Prospectus Document for the Nuclear Science Advisory Committee* (2012).
- [57] T. H. MAIMAN. “Stimulated Optical Radiation in Ruby”. In : *Nature* (1960).
- [58] A.L. SCHAWLOW et C.H. TOWNES. “Infrared and Optical Masers”. In : *Physical Review* 112 (1958).
- [59] P. WASYLZYK, P. WNUK et C. RADZEWICZ. “Passively modelocked, diode-pumped Yb :KYW femtosecond oscillator with 1 GHz repetition rate”. In : *OPTICS EXPRESS* 17 (2009).
- [60] H. W. YANG et al. “1.2-GHz repetition rate, diode-pumped femtosecond Yb :KYW laser mode-locked by a carbon nanotube saturable absorber mirror”. In : *OPTICS EXPRESS* 20 (2012).

- [61] P. FAVIER. “Etude et conception d’une cavité Fabry-Perot de haute finesse pour la source compacte de rayons X ThomX”. Thèse de doct. Université Paris-Saclay, 2017.
- [62] B. CAGNAC et J. P. FAROUX. *LASERS Intéraction lumière-atomes*. Sous la dir. de CNRS ÉDITION. EDP Sciences, 2002.
- [63] F. X. KÄRTNER. “Mode-locked Laser Theory”. In : (2006).
- [64] L. A. ZENTENO, H. AVRAMOPOULOS et G. H. C. NEW. “Detailed Analysis of Active Mode-Locking”. In : *Applied Physics B* 40 (1986).
- [65] T. BRABEC et al. “Kerr lens mode locking”. In : *Optics Letters* 17 (1992).
- [66] F. X. KÄRTNER, I. D. JUNG et U. KELLER. “Soliton Mode-Locking with Saturable Absorbers”. In : *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS* 2 (1996).
- [67] E. P. IPPEN. “Principles of Passive Mode Locking”. In : *Applied Physics B* 58 (1994).
- [68] H. HAUS. “Theory of mode locking with a fast saturable absorber”. In : *Journal of Applied Physics* 46 (1975).
- [69] H. HAUS. “Theory of mode locking with a slow saturable absorber”. In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 11 (1975).
- [70] A. COURJAUD. “Sources lasers femtosecondes pompées par diode basées sur l’ion Ytterbium”. Thèse de doct. Université Bordeaux I, 2001.
- [71] C. HÖNNINGER et al. “Ultrafast ytterbium-doped bulk lasers and laser amplifiers”. In : *Applied Physics B* 69 (1999).
- [72] U. KELLER et al. “Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM’s) for Femtosecond to Nanosecond Pulse Generation in Solid-State Lasers”. In : *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS* 2 (1996).
- [73] C. HÖNNINGER et al. “Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking”. In : *Optical Society of America* 16 (1999).
- [74] R. CHICHE et al. “Les Cavités Fabry-Perot en mode pulsé et leurs récentes applications”. In : (2012).
- [75] C. HONNINGER et al. “Femtosecond Yb :YAG laser using semiconductor saturable absorbers.” In : *Optical Letters* 20 (1995).
- [76] C. HÖNNINGER et al. “Efficient and tunable diode-pumped femtosecond Yb :glass lasers.” In : *Optical Letters* 23 (1998).
- [77] Y. ZAOUTER et al. “47-fs diode-pumped Yb³⁺ :CaGdAlO₄ laser.” In : *Optical Letters* 31 (2006).
- [78] J. BOUDEILE et al. “Continuous-wave and femtosecond laser operation of Yb :CaGdAlO₄ under high-power diode pumping.” In : *Optical Letters* 32 (2007).

- [79] A. GIESEN et al. “Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers.” In : *Applied Physics B : Lasers and Optics* 58 (1994).
- [80] W. B. JONES et al. “The mini FPL - A face-pumped laser : Concept and Implementation.” In : *IEEE J. of Quantum Electronics* 8 (1972).
- [81] Charles J. KOESTER et Elias SNITZER. “Amplification in a Fiber Laser.” In : *Applied Optics* 3 (1964).
- [82] Y. ZAOUTER. “Amplification d’impulsions ultra-courtes en régime non-linéaire dans les fibres dopées aux ions Ytterbium”. Thèse de doct. Université Bordeaux I, 2008.
- [83] D. STRICKLAND et G. MOUROU. “Compression of amplified chirped optical pulses.” In : *Optics Communications* 56 (1984).
- [84] E. TREACY. “Optical pulse compression with diffraction gratings.” In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 5 (1969).
- [85] C. J. SARABALIS et al. “Acousto-optic modulation of a wavelength-scale waveguide.” In : *Optica* 8 (2021).
- [86] E. A. DONLEY et al. “Double-pass acousto-optic modulator system.” In : *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS* 76 (2005).
- [87] I. C. CHANG. *HANDBOOK OF OPTICS*. Sous la dir. d’OPTICAL SOCIETY OF AMERICA. T. 2. 1995. Chap. 12.
- [88] G. SINATKAS et al. “Electro-optic modulation in integrated photonics.” In : *Journal of Applied Optics* 130 (2021).
- [89] M. LI et al. “Lithium niobate photonic-crystal electro-optic modulator.” In : *Nature communications* (2020).
- [90] T. A. MALDONADO. *HANDBOOK OF OPTICS*. Sous la dir. d’OPTICAL SOCIETY OF AMERICA. T. 2. 1995. Chap. 13.
- [91] F. SANCHEZ. *Optique non-linéaire*. Sous la dir. d’Ellipses EDITION. Ellipses, 1999.
- [92] L. AMOUDRY. “Etude de cavités Fabry-Perot de hautes finesses pour le stockage de fortes puissances moyennes. Application à la source compacte de rayons X ThomX.” Thèse de doct. Université Paris-Saclay, 2021.
- [93] E. D. BLACK. “An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization”. In : *American Journal of Physics* (2000).
- [94] R. W. P. DREVER et al. “Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator”. In : *Applied Physics B* (1983).
- [95] O. ADRIANI et al. *Technical Design Report EuroGammaS proposal for the ELI-NP Gamma beam System*. Rapp. tech. 2014.
- [96] R. KURODA et al. “K-edge imaging with quasi-monochromatic LCS X-ray source on the basis of S-band compact electron linac”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 331 (2014).

- [97] O. J. LUITEN. “KNAW-Agenda Grootchalige Onderzoeksfaciliteiten : Smart*Light : a Dutch table-top synchrotron light source”. In : *Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen (KNAW)* (2016).
- [98] W. HAILONG et al. “Proposal for a high brightness gamma-ray source at the SXFEL”. In : *Nuclear Science and Techniques* 26 (2015).
- [99] A. CHALEIL et al. “Inverse Compton scattering X-ray source yield optimization with a laser path folding system inserted in a pre-existent RF linac”. In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 840 (2016).
- [100] W. S. GRAVES et al. “Compact x-ray source based on burst-mode inverse Compton scattering at 100 kHz”. In : *Physical Review Accelerators and Beams* 17 (2014).
- [101] K. SAKAUE et al. “Stabilization of burst laser pulse storage in an optical enhancement cavity using a counter propagating mode”. In : *Review of Scientific Instruments* 89.2 (2018), p. 023305.
- [102] D. J. GIBSON et al. “Design and operation of a tunable MeV-level Compton-scattering-based gamma-ray source”. In : *Physical Review Accelerators and Beams* 13 (2010).
- [103] Y. DU et al. “Generation of first hard X-ray pulse at Tsinghua Thomson Scattering X-ray Source”. In : *Review of Scientific Instruments* 84 (2013).
- [104] A. VARIOLA. “ThomX Technical Design Report”. In : (2014).
- [105] Z. HUANG et R. D. RUTH. “Laser-Electron Storage Ring”. In : *Physical Review Letters* 80 (1998).
- [106] K. ACHTERHOLD et al. “Monochromatic computed tomography with a compact laser-driven X-ray source”. In : *Scientific Reports* 3 (2013).
- [107] I. CHAIKOVSKA et al. “High flux circularly polarized gamma beam factory : coupling a Fabry-Perot optical cavity with an electron storage ring”. In : *Scientific Reports* 12 (2016).
- [108] K. SAKAUE et al. “Development of pulsed-laser super-cavity for compact x-ray source based on Laser-Compton scattering”. In : *2007 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC)* (2007).
- [109] K. SAKAUE. “Development of pulse-laser super-cavity and demonstration of multi-pulse X-rays”. Thèse de doct. Waseda University, 2009.
- [110] K. SAKAUE et al. “Observation of pulsed x-ray trains produced by laser-electron Compton scatterings”. In : *Review of Scientific Instruments* 80 (2009).
- [111] G. BONAMIS. “Conception et réalisation d’une source laser femtoseconde GHz et application au régime d’ablation très haute cadence”. Thèse de doct. Université de Bordeaux, 2020.
- [112] N. V. KULESHOV et al. “Pulsed laser operation of Yb-doped $KY(WO_4)_2$ and $KGd(WO_4)_2$ ”. In : *Optic Letters* 22 (1997), p. 1317.

- [113] A. CASANOVA. “Caractérisation et réduction de la gigue temporelle de lasers Ytterbium ultrabrefs pompés par diode”. Thèse de doct. Université de Bordeaux, 2017.
- [114] L. KARLEN et al. “Laser System for the LISA Mission”. In : *Optica* (2019).
- [115] K. DUPRAZ. “Conception et optimisation d’un recirculateur optique pour la source haute brillance de rayons gamma d’ELI-NP”. Thèse de doct. Université Paris-Sud XI, 2015.
- [116] S. HUARD. *Polarisation de la lumière*. Sous la dir. de Masson ÉDITEUR. Masson, 1994.
- [117] R. M. A. AZZAM et N. M. BASHARA. *Ellipsometry and Polarized Light*. Sous la dir. de NORTH-HOLLAND. North-Holland, 1987.