



HAL
open science

Etude de cavités Fabry-Perot de hautes finesse pour le stockage de fortes puissances moyennes. Application à la source compacte de rayons X ThomX

Loïc Amoudry

► **To cite this version:**

Loïc Amoudry. Etude de cavités Fabry-Perot de hautes finesse pour le stockage de fortes puissances moyennes. Application à la source compacte de rayons X ThomX. Physique des accélérateurs [physics.acc-ph]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT : 2021UPASP029 . tel-03204682

HAL Id: tel-03204682

<https://theses.hal.science/tel-03204682>

Submitted on 21 Apr 2021

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

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

Etude de cavités Fabry-Perot de hautes
finesses pour le stockage de fortes
puissances moyennes. Application à la
source compacte de rayons X ThomX.
*High finesse Fabry-Perot cavities study for high
average power storage. Applications to the X-ray
compact source ThomX.*

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
Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CNRS, IJCLab, 91405, Orsay, France.
Réfèrent : Faculté des sciences d'Orsay

**Thèse présentée et soutenue à Paris-Saclay,
le 26/03/2021, par**

Loïc AMOUDRY

Composition du Jury

| | |
|--|------------------------|
| Achille STOCCHI Professeur, université Paris-Saclay | Président |
| Eric CORMIER Professeur, université Bordeaux | Rapporteur & Examineur |
| Alessandro VARIOLA Professeur, université Sapienza | Rapporteur & Examineur |
| Jean-Marie DE CONTO Professeur, université Grenoble Alpes | Examineur |

Direction de la thèse

| | |
|--|--------------------|
| Fabian ZOMER Professeur, université Paris-Saclay | Directeur de thèse |
|--|--------------------|

Remerciements

Je tiens à remercier Eric Cormier et Alessandro Variola d'avoir accepté le rôle de rapporteur pour ma thèse ainsi que pour les commentaires constructifs et les améliorations du manuscrit qu'ils m'ont apportés. Merci également à Achille Stocchi d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Pour finir, merci à Jean-Marie De Conto d'avoir examiné ma soutenance de thèse.

Parmi toutes les personnes avec qui j'ai travaillé, je souhaite tout d'abord remercier Fabian Zomer. Premièrement parce qu'il m'a donné l'opportunité de faire une thèse sur ce sujet passionnant. Puis parce qu'il a toujours été là pour me soutenir et me motiver au long de ces années, m'apprenant à projeter l'évolution de mes travaux dans le temps. Il m'a aussi donné l'opportunité de participer à des conférences en Chine ou aux Etats-Unis ainsi que d'écrire un papier. Enfin, je veux insister sur son altruisme, mettant toujours en avant les qualités humaines des personnes avec qui il travaille et les soutenant en permanence.

Puis, un grand merci à Ronic Chiche, qui a travaillé avec moi sur la plupart des expériences présentées dans ce document. Outre ses connaissances expérimentales et théoriques, tant en électronique qu'en optique, je souhaite le remercier pour sa grande pédagogie. Pour avoir toujours pris le temps de répondre à mes nombreuses questions et pour toutes les discussions que nous avons eues. J'ai pris beaucoup de plaisir à travailler avec toi.

Je souhaite également remercier toutes les personnes de notre groupe, avec qui j'ai travaillé de plus ou moins loin, pour leur bonne humeur et leur implication permanente dans la résolution des problèmes des autres : Aurélien, Cheikh, Christian, Daniele, Kevin C., Kevin D., Manar, Pierre D., Themis, Viktor et Xing. Merci en particulier à Kevin D. pour avoir relu et corrigé une grande partie de ma thèse ainsi qu'à Titouan et Huan avec qui j'ai travaillé de nombreux mois et qui m'ont permis de lier des relations d'amitié. Merci à Pierre Favier, mon prédécesseur, pour sa gentillesse et ses nombreux conseils.

Enfin, merci à toutes les personnes extérieures à notre groupe, grâce à qui j'ai pu avancer dans mon travail. Yann Peinaud, merci pour les diverses pièces mécaniques et les réponses à mes nombreux mails de demandes d'images propres pour ma thèse.

Hugues Monard, merci pour ton suivi et ta sympathie. Merci à Jérôme Lhermite pour m'avoir permis de monter l'amplificateur de ThomX à Bordeaux. Merci à Jérôme Degallaix et à Christophe Michel pour leur sympathie et pour nous avoir initiés à OSCAR, invités et montré de nouvelles techniques de nettoyage à Lyon. Merci à Didier, Nouredine, Nicolas Leroy, Sylvie, Walid, Cloé, Elisabeth et les doctorants du laboratoire pour leur bonne humeur.

Pour finir, merci à tous mes amis, ma famille et mon amie. Merci à tous de m'avoir soutenu, d'avoir toujours été là pour discuter et pour se réunir autour d'un verre lorsque c'était possible.

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Introduction | 7 |
| 1 Les rayons X et leurs applications | 11 |
| 1.1 Sources de rayons X conventionnelles | 11 |
| 1.1.1 Tube à rayons X | 11 |
| 1.1.2 Synchrotron | 13 |
| 1.1.3 Laser à électrons libres | 15 |
| 1.2 Les Sources Compton Compactes | 17 |
| 1.2.1 La diffusion Thomson | 17 |
| 1.2.2 La diffusion Compton | 19 |
| 1.2.3 Caractérisation d'une source de rayons X | 21 |
| 1.2.4 L'architecture et les performances des sources Compton compactes | 24 |
| 1.2.5 La source de rayons X ThomX | 26 |
| 1.3 Les applications | 35 |
| 1.3.1 Techniques d'imagerie par rayons X | 35 |
| 1.3.2 Traitement médical | 40 |
| 2 Systèmes optiques | 45 |
| 2.1 Source laser | 45 |
| 2.1.1 Oscillateur laser continu | 45 |
| 2.1.2 Oscillateur laser pulsé | 46 |
| 2.2 Les Cavités Fabry-Perot | 50 |
| 2.2.1 Principe | 52 |
| 2.2.2 Stabilité géométrique | 52 |
| 2.2.3 Optimisation géométrique | 56 |
| 2.2.4 Stockage de puissance | 59 |
| 2.2.5 Caractérisation de la finesse d'une cavité | 65 |
| 2.2.6 Calcul du gain | 67 |
| 2.2.7 Couplage | 68 |
| 2.2.8 Système d'asservissement | 75 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 2.2.9 | Mesure de finesse | 80 |
| 2.2.10 | Bruit de phase | 83 |
| 2.3 | Cavité Fabry-Perot en mode burst | 85 |
| 2.3.1 | Principe | 86 |
| 2.3.2 | Optimisation de la puissance laser moyenne intra-cavité . . . | 87 |
| 3 | Résultats expérimentaux | 89 |
| 3.1 | La thermalisation du système | 94 |
| 3.1.1 | L'environnement des miroirs | 94 |
| 3.1.2 | Déformation thermo-élastique des miroirs | 102 |
| 3.1.3 | Dégénérescences modales | 106 |
| 3.1.4 | Performances | 113 |
| 3.1.5 | Chute de puissance | 115 |
| 3.2 | Étude de l'état de surface des miroirs | 119 |
| 3.2.1 | Les méthodes d'étude de surface | 120 |
| 3.2.2 | Les résultats | 124 |
| 3.2.3 | Mécanismes d'endommagement des miroirs | 136 |
| 3.3 | La Mini-cavité | 143 |
| 3.3.1 | Expérimentation du mode burst | 146 |
| 4 | Mise en œuvre de la cavité optique de ThomX | 151 |
| 4.1 | Conception mécanique | 152 |
| 4.1.1 | La table optique | 152 |
| 4.1.2 | La chambre à vide | 153 |
| 4.1.3 | L'opto-mécanique des miroirs | 157 |
| 4.1.4 | Les montures des miroirs D-shaped | 160 |
| 4.2 | Schéma optique et mesures | 161 |
| 4.2.1 | Schéma optique de la table | 161 |
| 4.2.2 | L'amplificateur laser | 165 |
| 4.2.3 | La cavité Fabry-Perot | 169 |
| 4.2.4 | Le mode fondamental | 171 |
| 4.2.5 | Simulation des dégénérescences | 172 |
| 4.2.6 | Dégénérescence à forte puissance moyenne | 172 |
| 4.3 | Les problèmes de la Cavité ThomX _{Re} | 175 |
| | Conclusion et perspectives | 179 |
| | Annexes | 181 |

| | |
|---|------------|
| A Performances globales de nos cavités Fabry-Perot | 183 |
| A.1 Tableau récapitulatif | 184 |
| A.2 Fiche d'identité de la Cavité Test | 185 |
| A.3 Fiche d'identité de la Mini-cavité | 186 |
| A.4 Fiche d'identité de la Cavité ThomX _{Th} | 187 |
| A.5 Fiche d'identité de la Cavité ThomX _{Re} | 188 |
| B Cavité Test | 189 |
| B.1 Procédure de propreté | 189 |
| B.2 Système optique | 190 |

Introduction

Le propre de l'Homme est son intelligence. Selon moi, la première caractéristique de l'intelligence est la capacité à s'adapter. L'écriture de cette thèse se fait dans un contexte sanitaire bien particulier qui met à l'épreuve cette qualité. C'est originellement à la suite d'une demande d'amélioration de l'accessibilité à l'imagerie et aux soins de diverses pathologies telles que le cancer que le projet ThomX a vu le jour. Elle répond donc à un besoin fondamental de notre société pour les générations actuelles et futures.

Aujourd'hui, l'imagerie et le traitement des tumeurs cancéreuses se font majoritairement grâce aux rayons X. Ceux-ci, d'une longueur d'onde de l'ordre de la taille de l'atome, permettent de sonder la matière avec précision. Leur absorption au sein du patient est mesurée par transparence et cela permet de déduire la forme et la densité de la matière traversée. En augmentant le flux du faisceau de rayons X (nombre de rayons X par unité de surface), il est possible d'endommager l'ADN des cellules, telles que les cellules d'un organisme.

Les rayons X peuvent être générés par différents processus et machines regroupées en trois catégories : les tubes à rayons X, les synchrotrons et les lasers à électrons libres. Chacune d'entre elles a des avantages et inconvénients. Le tube à rayons X est le moins onéreux (10-100 k€), le plus compact (1-2 m²) mais aussi celui délivrant la moins bonne qualité et brillance de rayons X. C'est la machine installée et utilisée dans les hôpitaux. Les synchrotrons sont généralement beaucoup plus onéreux (plus de 100 M€) et imposants (jusqu'à 1000 m²) mais permettent d'obtenir une brillance de plus de dix ordres de grandeur supérieure. En revanche, la taille et le coût d'utilisation journalier de ces installations empêchent la majorité des utilisations dans le domaine hospitalier. Avec un coût et une taille similaire, les lasers à électrons libres ne sont pas non plus envisageables.

L'écart de performances entre ces différentes sources de rayons X met en avant l'existence d'une lacune à combler. Une méthode consistant à accélérer des électrons vers des photons contre-propagatifs permet de transférer une partie de l'énergie des électrons aux photons. Les montages utilisant ce processus sont appelés machines à rayons X par effet Compton. ThomX est l'une de ces sources Comp-

ton, elle est composée d'un accélérateur linéaire couplé à un anneau de stockage pour la génération de paquets d'électrons ainsi que d'une cavité Fabry-Perot pour le stockage de photons infra-rouge. La forte puissance moyenne du faisceau laser, couplée à une fréquence de révolution élevée des électrons, permet de générer un faisceau de rayons X d'une brillance supérieure de plus de cinq ordres de grandeur de celle des tubes à rayons X.

Au cours de cette thèse, j'ai pu bénéficier du savoir acquis par l'équipe durant les années précédentes pour optimiser le seuil maximum de puissance moyenne stockée de manière stable dans la cavité Fabry-Perot de ThomX. La majorité des expériences a préalablement été réalisé sur un modèle test de cette cavité, nommé « Cavité Test ». Cela a permis d'anticiper et de résoudre les problèmes liés au stockage de forte puissance moyenne. Une plus faible partie de cette thèse a également été consacrée à l'étude de la miniaturisation des cavités Fabry-Perot pour les machines Compton et la mise en œuvre d'une troisième cavité nommée « Mini-cavité » .

Ce document comprend quatre chapitres, il est organisé de la manière suivante. Le chapitre 1 présente en détail les principales sources de rayons X en comparant les divers avantages et inconvénients de chacune d'entre elles. Nous introduisons ensuite l'effet Compton afin de développer l'architecture de ThomX. Puis, nous comparons les performances de ThomX avec celles des sources Compton compactes existantes ou en cours de construction.

Le chapitre 2 introduit le fonctionnement des oscillateurs laser continus et pulsés avant de présenter en détail les différentes grandeurs utilisées pour caractériser et asservir un oscillateur laser sur une cavité Fabry-Perot. Enfin, nous développerons la notion de mode burst qui consiste à optimiser la quantité d'impulsions laser à injecter dans une cavité pour optimiser l'interaction avec des paquets d'électrons produits par un accélérateur linéaire. Cela revient à réduire la puissance moyenne et donc à limiter les effets thermiques, quels qu'ils soient, sur les miroirs.

Le chapitre 3 décrit les différentes études effectuées sur les miroirs de la Cavité Test dans le but d'optimiser ses performances. Nous présentons le modèle thermique utilisé pour simuler les modes résonant dans la cavité. Puis, nous présentons le montage effectué afin d'augmenter la stabilité et la valeur moyenne de la puissance intra-cavité. Après cela, suivent les résultats de nos analyses de surface, mis en avant et comparés à la bibliographie existante. Nous concluons ce chapitre par l'application du développement réalisé sur la Cavité Test à la Mini-cavité.

Nous terminerons par le chapitre 4 dans lequel nous décrivons la conception de l'ensemble de la table optique de ThomX. Nous y appliquons le développement réalisé sur la Cavité Test et présentons les résultats obtenus. Ce chapitre se termine

par un récapitulatif des problèmes auxquels nous avons fait face suite aux différents choix et contraintes de conception de ThomX.

L'ensemble de la thèse est complété par une Annexe regroupant les caractéristiques et les performances des quatre cavités Fabry-Perot que nous utiliserons. Le montage de la table optique de la Cavité Test, similaire à celui de ThomX et de la Mini-cavité, est présenté dans un deuxième Annexe.

Chapitre 1

Les rayons X et leurs applications

1.1 Sources de rayons X conventionnelles

Les premiers livres au sujet de la lumière sont parus au *XVII^{ème}* siècle. Durant celui-ci, Christian Hyugens et René Descartes publient chacun leur *Traité sur la lumière*. Ce siècle voit également l'apparition du terme *électricité* décrit par William Gilbert dans son livre *De Magnete*. De nombreuses études s'en suivent. En 1705, Francis Hauksbee fut le premier à décrire que des électrons accélérés traversant un globe de verre à faible pression émettent de la lumière par fluorescence. Cette source de lumière fut baptisée *lampe à décharge* et elle a été l'objet de nombreuses recherches au cours des siècles suivants, jusqu'à servir de tubes cathodiques dans les premières télévisions. Mais c'est en 1895 que le scientifique Wilhelm Röntgen découvrit par hasard que l'interaction entre les électrons issus d'un tube de Crookes et un matériau pouvait générer des rayons qui traversent la matière. Il fit même la première radiographie, de la main de sa femme. Il nomma ces rayons les Rayons X.

1.1.1 Tube à rayons X

Le premier brevet de tube à rayons X a été déposé en 1896 [1], trois mois après leur découverte. C'est donc la toute première source de rayons X créée par l'Homme. Elle est faite d'un tube sous vide constitué d'une source d'électrons, la cathode, un filament chauffé, la plupart du temps composé de Tungstène, et d'une cible, l'anode. Les électrons sont accélérés en direction de celle-ci puis freinés par ses atomes. C'est l'interaction avec le champ électro-magnétique des atomes de la cible qui est responsable de ce ralentissement et de cette déviation (cf. Fig 1.1). Pour améliorer la durée de vie de l'anode et le rendement de ce processus, on choisit un matériau à point de fusion élevé et, avec des atomes « lourds » ayant donc un

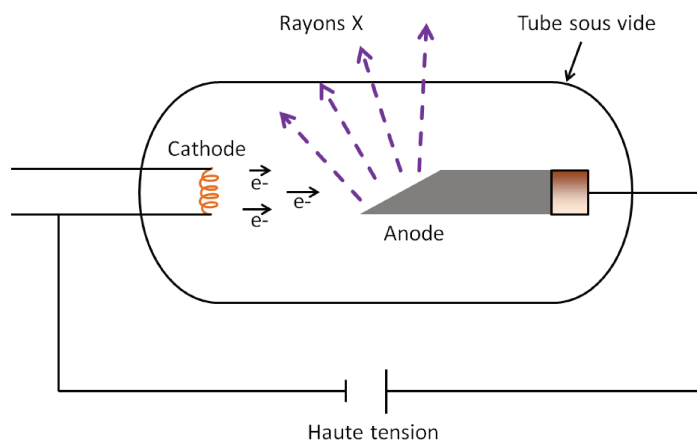


FIGURE 1.1: Schéma d'un tube à rayons X.

numéro atomique élevé. On utilise souvent un métal pur comme du cuivre, du fer, de l'argent ou du tungstène.

Toute particule chargée accélérée émet un rayonnement électro-magnétique (cf. Equ. 1.6 section 1.2.1). Newton et Maxwell l'ont mis en évidence dans les équations qui portent aujourd'hui leur nom. Cela explique l'observation d'un rayonnement continu de freinage ou *Bremsstrahlung* lors de l'interaction d'une particule avec des atomes. Le spectre des rayons X émis permet également d'observer le spectre d'émission caractéristique de la fluorescence des atomes de l'anode.

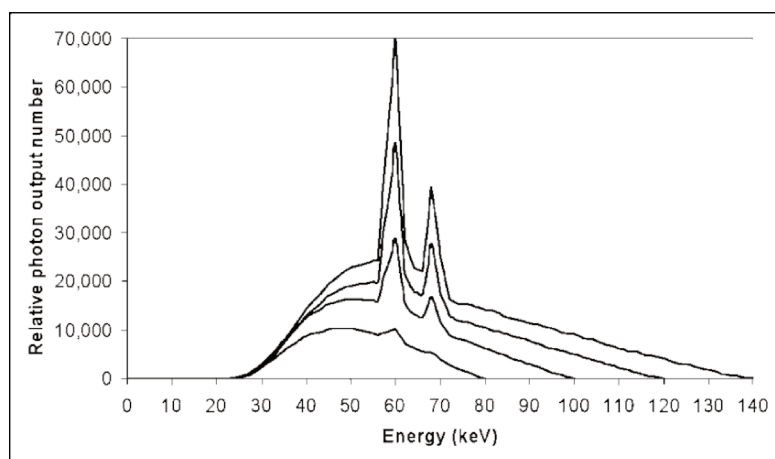


FIGURE 1.2: Spectre d'émission d'un tube à rayons X pour une anode en tungstène pour une tension maximal de 80, 100, 120, et 140 kVp (tiré de la Réf. [2]).

1.1. Sources de rayons X conventionnelles

La fluorescence est un phénomène quantique de désexcitation radiative des atomes. Il se produit lorsqu'un atome est ionisé. S'en suit alors une réorganisation du cortège électronique de l'atome vers un niveau stable. Cette réorganisation peut s'accompagner d'une émission radiative caractéristique de l'atome. Sur la Fig. 1.2, on observe le spectre du tungstène pour différentes tensions appliquées et on distingue des raies d'émission à 60 kV et 70 kV de tension d'accélération des électrons. Il est important de noter que l'émission de rayons X par un tube à rayons X est un procédé très peu efficace. Seulement 1 % de l'énergie des électrons accélérés participe à l'émission de rayons X. Les 99 % restants sont perdus sous forme de chaleur dans la cible. C'est pourquoi les tubes à rayons X sont équipés d'un système de refroidissement. Ils sont parfois dotés d'un système à anode tournante lorsque le flux de rayons X exigé est important. Mais ce système ne permet pas de changer l'énergie des rayons X. Il est néanmoins possible d'augmenter le flux de rayons X et l'énergie en augmentant l'intensité du courant fourni par le filament.

Pour conclure, les tubes à rayons X, d'un coût de l'ordre de la centaine de milliers d'euros sont le moyen le plus abordable existant permettant la génération des rayons X à des énergies relativement hautes. Leur faible coût et taille sont leurs principaux avantages, ne nécessitant qu'une seule pièce pour leur installation et utilisation. En revanche, leur énergie est limitée au choix des matériaux utilisés. Ce sont également des sources hautement polychromatiques (très large spectre) comme montré en Fig. 1.2 avec des brillances (cf section 1.2.3) très faibles allant de 10^3 à 10^7 ph/s/mm²/mrad²/0,1%bw.

1.1.2 Synchrotron

Les premières machines appelées synchrotrons ont été étudiées au début des années quarante [3–5]. Un rayonnement X fut observé pour la première fois dans un accélérateur circulaire à électrons en 1947 [6] par l'entreprise *General Electric*. Ce rayonnement fut nommé d'après la machine dont il était à l'origine, le *Rayonnement Synchrotron*.

On observe sur la Fig. 1.3 [7] un schéma du synchrotron SOLEIL situé sur le plateau de Saclay en France. C'est le schéma classique d'un Synchrotron. Il est composé d'un accélérateur linéaire dont la source est un canon à électrons, permettant de générer des paquets d'électrons. Ces paquets sont ensuite injectés dans ce que l'on appelle un *booster*. C'est un 1^{er} anneau dont le but est d'augmenter l'énergie des électrons jusqu'à la valeur de fonctionnement du Synchrotron. Cette accélération est produite par une ou plusieurs cavités Radio-Fréquence (RF) accélératrices. Les centaines de milliers de tours successifs des électrons dans le *booster* et au travers de la cavité RF permettent de générer cette augmentation d'énergie. Puis, les électrons sont injectés dans l'anneau de stockage. Ils doivent garder des caractéristiques

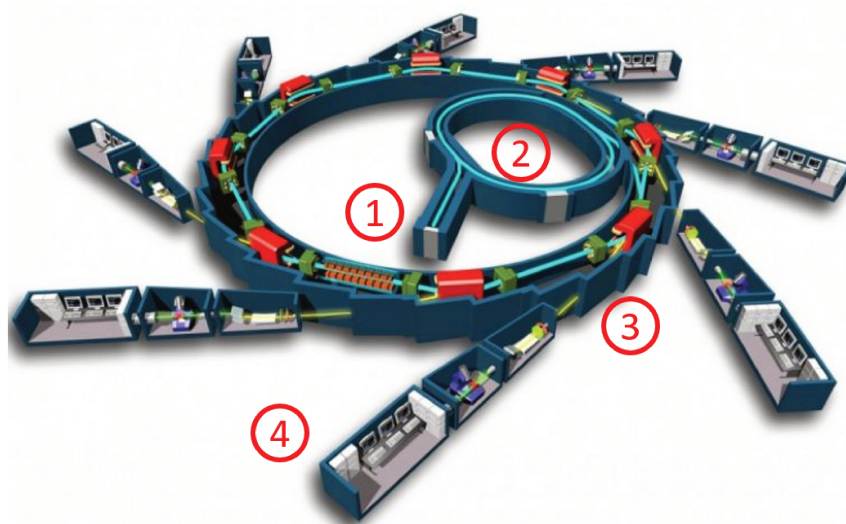


FIGURE 1.3: Schéma du synchrotron SOLEIL. (1) canon à électrons et accélérateur linéaire, (2) injection des électrons dans un *booster*, (3) puis dans l'anneau de stockage, (4) ligne de lumière.

physiques optimales pour rester confinés dans l'anneau. On utilise des dipôles pour dévier la trajectoire des électrons, des quadrupôles pour les focaliser et enfin des sextupôles pour réduire les aberrations chromatiques et les instabilités. On retrouve également une ou des cavités RF pour compenser l'énergie perdue à chaque tour. La difficulté étant de garder les particules groupées tant dans le plan transverse que dans le plan longitudinal et à une énergie constante. On ajoute des onduleurs ou des *wigglers* (les *wigglers* sont des onduleurs configurés différemment) pour générer des rayons X par effet synchrotron. Les rayons X sont utilisés dans les lignes de lumière. Les grands synchrotrons sont généralement dotés de nombreuses lignes de lumière associées à des onduleurs configurés différemment afin d'avoir des longueurs d'onde et des énergies distinctes sur chaque ligne de lumière.

Nous avons ici cité l'expérience SOLEIL qui atteint des brillances de l'ordre de 10^{20} ph/s/mm²/mrad²/0,1%bw à 1 keV (cf. Fig. 1.4). Son coût de construction est d'environ 300 millions d'euros pour un anneau de plus de 100 m de diamètre. Nous pouvons également citer l'European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) qui est un synchrotron spécialisé dans la production de rayons X « durs » avec une brillance maximum d'environ 10^{21} ph/s/mm²/mrad²/0,1%bw à 10 keV ou encore 10^{19} ph/s/mm²/mrad²/0,1%bw à 100 keV pour un coût de construction d'environ 400 millions d'euros.

Pour conclure, les synchrotrons sont des sources de rayons X plus performantes que les tubes à rayons X, à savoir de plus haute énergie et brillance. Leur flux étant

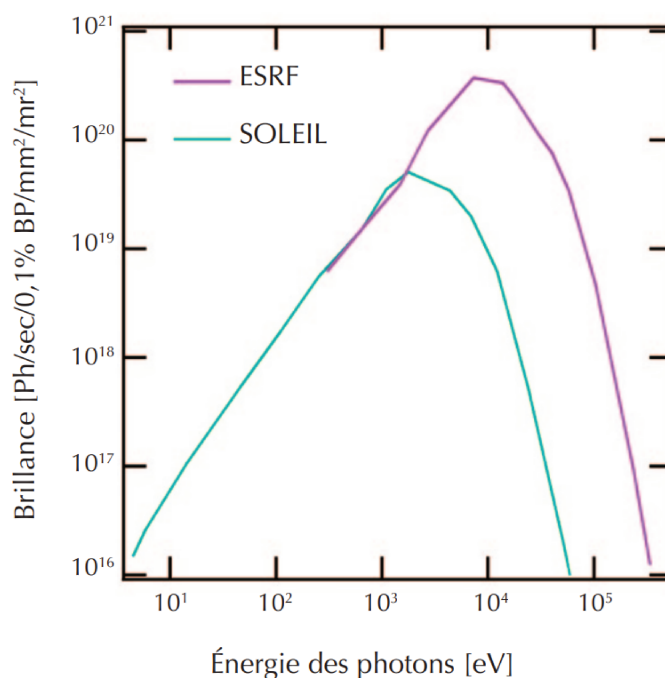


FIGURE 1.4: Courbes de brillances spectrales de SOLEIL et de l'ESRF. Obtenues en superposant les courbes d'onduleurs et de *wigglers* représentatives des deux machines (tiré de la Réf. [8]).

important, il est également possible de sélectionner une bande spectrale étroite, ce qui en fait une source potentiellement fortement monochromatique. En revanche, leur construction est onéreuse et ces installations s'étendent sur plusieurs centaines de mètres. Ce qui en fait des sources inaccessibles à l'installation dans des hôpitaux, des laboratoires ou des musées.

1.1.3 Laser à électrons libres

Un laser à électrons libres (Free Electron Laser en anglais, FEL) est un type de laser dont le milieu à gain est constitué d'électrons relativistes ondulant entre une succession de dipôles magnétiques de polarisation alternée à une fréquence dépendant de l'écart entre les dipôles et de la vitesse des électrons. Cette ondulation mène à l'émission d'un rayonnement synchrotron polychromatique intense mais peu cohérent. C'est un laser accordable ayant la plus large gamme de fréquences de tous les types lasers. Il a été inventé en 1971 par John Madey [9].

Le gain d'un FEL peut être amélioré de deux manières. La 1^{ère}, montrée sur la Fig. 1.5, à relativement faible gain, consiste à placer un miroir en début et en

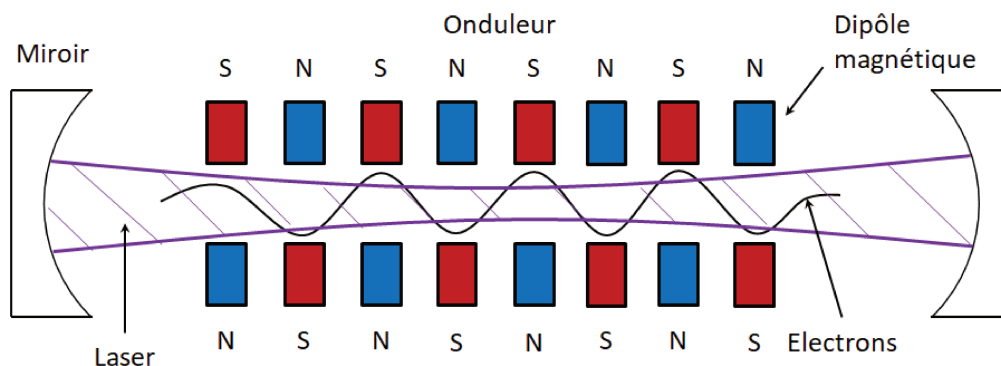


FIGURE 1.5: Schéma de principe du laser à électrons libres à multi-passages.

fin d'onduleur. Cela aura pour effet une résonance du rayonnement synchrotron, ce qui équivaut à parcourir de nombreuses fois le milieu amplificateur avant d'en sortir. On peut faire l'analogie avec les systèmes laser et remarquer une cavité résonante. La 2^{ème} méthode, à haut gain et en simple passage, consiste à augmenter la longueur du FEL pour en amplifier suffisamment le rayonnement. Ce processus d'amplification n'est possible que grâce au phénomène dit de *micro-bunching* (en français, micro-regroupement). À chaque période de l'onduleur, la lumière interagit avec les électrons. Durant cette interaction, les électrons gagnent ou perdent de l'énergie. Les plus rapides se regroupent avec les plus lents. Ces paquets se forment en étant séparés d'une distance égale à la longueur d'onde de la lumière synchrotron. S'en suit une amplification de la luminosité du rayonnement synchrotron jusqu'à une valeur de saturation. Il existe 3 différentes manières de créer le *micro-bunching*. La 1^{ère} se fait naturellement, le rayonnement spontané créé en début d'onduleur s'auto-amplifie (*Self Amplification of Spontaneous Emission* en anglais, SASE). On peut également utiliser un laser extérieur à l'onduleur (*seeded FEL*) ou encore créer un deuxième étage du même onduleur pour utiliser le rayonnement spontané du premier étage comme un laser extérieur (*self-seeded FEL*). Les FEL à haut gain génèrent une luminosité accrue, une forte cohérence et de très courtes impulsions.

Enfin, les FEL sont des sources permettant d'obtenir des brillances supérieures à celles des grands synchrotrons mais à coût encore plus élevés. Nous pouvons ici citer le plus performant des FEL, l'European XFEL qui est une source permettant d'atteindre une énergie maximale de 25 keV pour une brillance de 10^{25} ph/s/mm²/mrad²/0,1%bw [10–12]. Son coût de construction s'élève à 1,2 milliards d'euros pour une longueur totale de 3,4 km. Ce type d'installations présentent les mêmes problèmes de place et de coût que les synchrotrons. Elles sont également plus limitées en énergie mais délivrent la plus haute brillance de faisceau existante.

1.2 Les Sources Compton Compactes

Nous venons de voir que les sources de hautes énergies ne sont ni compactes, ni dans des prix accessibles pour des organismes tels que les hôpitaux, les musées et certains laboratoires. Mais il existe une demande dans le cadre médical, de la conservation du patrimoine culturel, et de la recherche scientifique.

Cette section a pour but de développer le principe et la théorie de la génération de rayons X via les Sources Compton Compactes qui sont l'objet de cette thèse. Nous allons nous intéresser à la théorie de la diffusion Thomson, et à la cinématique de la diffusion Compton avant de présenter les machines qui en utilisent le principe. Nous commencerons par retracer à partir des équations de Maxwell le cheminement qui mène à la formule cinématique de la section efficace Thomson. Nous continuerons ensuite à développer le processus avec la dynamique Compton. Enfin, nous présenterons plus en détail les sources Compton telles qu'elles existent aujourd'hui avant de donner les grandeurs typiques de flux, luminosité, brillance et largeur spectrale des Sources Compton Compactes avant de nous attarder sur les perspectives futures d'évolution de ces machines.

1.2.1 La diffusion Thomson

La diffusion Thomson décrit un phénomène d'électro-dynamique classique qui implique la diffusion d'une onde électro-magnétique par un électron au repos. Dans ces calculs, on étudie un électron qui oscille dans le champ d'une onde plane électro-magnétique \underline{E} telle que

$$\underline{E}(\underline{r}, t) = \underline{E}_0 e^{i(\underline{k}_0 \cdot \underline{r} - \omega t)}. \quad (1.1)$$

L'électron est accéléré dans le champ électro-magnétique incident et le rayonnement devient une source. Nous allons retrouver la formule de la section efficace de Thomson. Cette formule est seulement valable pour une onde électro-magnétique incidente de faible énergie. On considère que l'on dirige cette onde électro-magnétique sur un électron au repos. On cherche alors à calculer la puissance irradiée par l'électron dans la direction définie par l'onde incidente.

Le potentiel vecteur \underline{A} et scalaire U décrivant le rayonnement sont données pour les potentiels de Liénart-Wiechert [13, 14] :

$$U(\underline{r}, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{R(1 - \underline{\beta} \cdot \underline{n})} \right]_{ret} \quad (1.2)$$

$$\underline{A}(\underline{r}, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\underline{\beta}}{R(1 - \underline{\beta} \cdot \underline{n})} \right]_{ret} \quad (1.3)$$

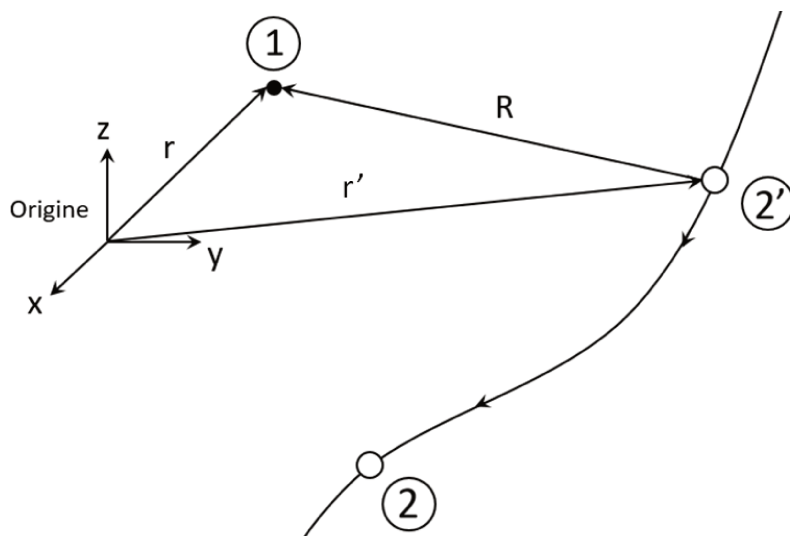


FIGURE 1.6: Le champ détecté en (1) au temps t lorsque la charge q est en position (2) est émit au temps retardé $t_R = t - (|\underline{r} - \underline{r}'|)/c$ lorsque la charge q est en position (2').

avec q la charge électrique, ϵ_0 la permittivité du vide, β la vitesse réduite au temps retardé (v/c avec v la vitesse et c la vitesse de la lumière dans le vide). $R = (\underline{r} - \underline{r}')$ où \underline{r} est le vecteur entre la position de la charge à l'instant t et le point d'observation du champ ((1) sur la Fig. 1.6) et \underline{r}' le vecteur entre la position d'émission du champ à un instant t_R et le point d'observation du champ. $\underline{n} = \underline{R}/R$ et l'indice « *ret* » veut dire que les quantités entre les crochets doivent être évaluées au temps retardé t_R où (cf. Fig. 1.6),

$$t_R = t - \frac{|\underline{r} - \underline{r}'|}{c}. \quad (1.4)$$

On peut ensuite calculer les champs de Liénard-Wiechert :

$$\underline{B} = \left[\frac{\underline{n}}{c} \times \underline{E} \right]_{ret} \quad (1.5)$$

$$\underline{E}(\underline{r}, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\underline{n} - \underline{\beta}}{\gamma^2(1 - \underline{n} \cdot \underline{\beta})^3 R^2} + \frac{\underline{n} \times [(\underline{n} - \underline{\beta}) \times \dot{\underline{\beta}}]}{cR(1 - \underline{n} \cdot \underline{\beta})^3} \right]_{ret}. \quad (1.6)$$

Ces champs peuvent chacun se diviser en champ statique relativiste indépendant de l'accélération et champ électro-magnétique irradié par l'électron accéléré qui en dépend linéairement. On observe directement dans l'Equ. 1.6 que le champ statique décroît en $1/R^2$ tandis que le champ accélérateur E_a décroît en $1/R$. Si

1.2. Les Sources Compton Compactes

l'électron est observé dans un référentiel où sa vitesse est petite comparée à celle de la lumière, l'Equ. 1.6 se réduit alors à

$$\underline{E}_a = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\underline{n} \times (\underline{n} \times \underline{\dot{\beta}})}{R}. \quad (1.7)$$

Le flux d'énergie est donné par la moyenne temporelle du vecteur de Poynting [13] qui permet de calculer la puissance non polarisée rayonnée par unité d'angle solide :

$$\frac{dP}{d\Omega} = \left(\frac{q^4 |\underline{E}_0|^2}{(4\pi\epsilon_0 m)^2 c^4 \mu_0} \right) \left(\frac{1 + \cos^2 \theta^*}{2} \right). \quad (1.8)$$

Où θ^* est l'angle entre \underline{n} et \underline{k}_0 . On en déduit la formule de Thomson pour la diffusion de rayonnement par un électron. C'est une formule appropriée à la diffusion de photons par des électrons.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta^*}{2} \right). \quad (1.9)$$

Où $q^2/(4\pi\epsilon_0 mc^2)$ est le rayon classique de l'électron r_0 . Pour finir, en intégrant, on trouve la formule de la section efficace de Thomson,

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_0^2. \quad (1.10)$$

Ceci nous donne la section efficace de Thomson étant égale à $6,65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$. En considérant qu'il est possible de focaliser le faisceau laser et les électrons sur une section de $1 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ au point d'interaction, cela implique que les probabilités d'interaction entre un photon et un électron sont proches de zéro. Le but étant de fabriquer une machine compétitive avec les synchrotrons, avec un flux d'environ 10^{13} ph/s , il est nécessaire de maximiser leur nombre (cf. section 1.2.3).

1.2.2 La diffusion Compton

L'effet Compton, aussi appelé diffusion Compton a été découvert par Arthur H. Compton en 1922 [15]. Il reprend la théorie classique de la diffusion Thomson. Cette dernière n'est valable que pour des photons et des électrons de faible énergie. Dans le cas contraire, l'interaction résulte alors à une baisse notable de l'énergie des photons diffusés. La théorie d'Arthur H. Compton admet donc que l'énergie des photons diffusés dépend de leur angle d'émission et de l'énergie des photons incidents. Les équations régissant ce processus physique sont bien connues [16] et nous allons les utiliser afin de procéder à une application numérique correspondant au cahier des charges de ThomX. Nous retrouverons ainsi l'énergie des rayons X générés par diffusion Compton.

Considérons le processus suivant $e^- + h\nu \rightarrow e^-' + h\nu'$ de diffusion élastique électron-photon avec l'électron au repos. Nous représentons cette interaction de manière simplifiée par le schéma de la Fig. 1.7. On pose E_1 l'énergie du photon incident dans le référentiel du laboratoire et E_2 l'énergie du photon diffusé.

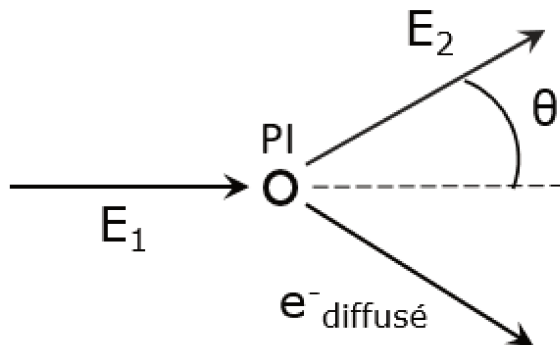


FIGURE 1.7: Schéma de principe de la diffusion d'un photon de haute énergie sur un électron dans le référentiel où l'électron est au repos. E_1 le photon incident, E_2 le photon diffusé, $e^-_{diffusé}$ l'électron diffusé, θ l'angle de diffusion du photon par rapport à sa direction incidente et PI le point d'interaction.

On a l'énergie du photon diffusé régie par la loi suivante [17] :

$$E_2 = \frac{E_1}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (1.11)$$

où $m_e c^2$ est l'énergie de l'électron. Il résulte de cette équation une baisse de l'énergie du photon diffusé par rapport au photon incident. Mais dans le cas ultra-relativiste où l'énergie de l'électron est plus grande que celle du photon, et en considérant que l'électron et le photon incident sont contre-propagatifs, on obtient la relation suivante dans le référentiel du laboratoire :

$$E_2' \approx \frac{E_1' (1 + \beta)}{(1 - \beta \cos \theta')}. \quad (1.12)$$

Où E_2' est l'énergie du photon diffusé et E_1' l'énergie du photon incident dans le référentiel du laboratoire, β la vitesse réduite de l'électron et θ' l'angle de diffusion du photon. On fait alors l'hypothèse que l'électron et le photon diffusé se propagent dans la même direction que le photon incident. L'angle θ' peut alors être arrondi à π et l'équation devient :

$$E_2' \approx 4\gamma^2 E_1'. \quad (1.13)$$

En utilisant l'Equ. 1.13, on peut calculer l'énergie finale des photons sur ThomX. Des paquets d'électrons d'environ 50 MeV correspondent à un facteur gamma de 100. Tandis que les photons incidents de longueur d'onde située dans l'infrarouge, à 1030 nm, ont une énergie de 1,2 eV. L'interaction résulte alors à des photons diffusés d'une énergie de 50 keV.

En reprenant l'Equ. 1.8, on remarque qu'il existe une forte dépendance en angle dans l'énergie des photons diffusés. Cette dépendance peut être utilisée afin de sélectionner la longueur d'onde utile en absorbant les autres. Nous avons ici démontré la possibilité théorique de produire des rayons X « durs » avec une machine Compton. Mais ce type de machines a déjà été fabriqué et la faisabilité technique n'est plus à démontrer. Nous allons maintenant nous attarder sur la signification des termes de luminosité, flux, largeur spectrale et brillance afin de mieux comprendre le sens de « qualité de faisceau ».

1.2.3 Caractérisation d'une source de rayons X

La qualité d'une source de lumière se définit par plusieurs constantes dépendant du nombre de photons qu'elle émet par seconde, sur quelle surface ils le sont, dans quelle gamme d'énergie et avec quelle divergence. Ces différents paramètres sont regroupés dans les termes de luminosité, flux, largeur spectrale et brillance.

La luminosité est donnée par le nombre de photons émis par la source par unité de surface et par seconde. Sa formule est donnée par T. Suzuki [18] dans le cas de la collision entre un paquet d'électrons et une impulsion de photons de répartition transverse en énergie de forme gaussienne, interagissant avec un angle ϕ . On fait ici l'hypothèse que les dimensions transverses de ces deux faisceaux sont constantes lors de l'interaction,

$$L \approx \frac{f_{col} N_e N_{laser} \cos \phi}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\sigma_{ylaser}^2 + \sigma_{ye}^2} \sqrt{(\sigma_{xlaser}^2 + \sigma_{xe}^2) \cos^2 \phi + (\sigma_{zlaser}^2 + \sigma_{ze}^2) \sin^2 \phi}} \quad (1.14)$$

où f_{col} est la fréquence de collision, N_e le nombre d'électrons par paquet, N_{laser} le nombre de photons par impulsion laser, σ_{xlaser} , σ_{ylaser} , σ_{xe} , σ_{ye} respectivement la taille transverse horizontale et verticale de l'impulsion de photons et du paquet d'électrons, σ_{zlaser} et σ_{ze} respectivement la taille longitudinale de l'impulsion de photons et du paquet d'électrons et ϕ l'angle d'interaction dans le plan (x,z) . Il apparaît alors que l'on peut augmenter la luminosité en jouant sur ces paramètres. Il faut alors augmenter la fréquence de collision f_{col} , augmenter le nombre d'électrons et de photons par paquet, diminuer l'angle de collision ϕ ou encore diminuer la section d'interaction correspondant aux tailles transverses de l'impulsion et du

paquet. On peut préciser $N_{laser} = P_{laser}/(f_{rep}h\nu_0)$ avec P_{laser} la puissance moyenne du faisceau laser, f_{rep} la fréquence de répétition des impulsions laser, $h\nu_0 = hc/\lambda_0$ l'énergie d'un photon avec ν_0 la fréquence centrale du champ laser. Augmenter la puissance laser revient donc à augmenter le nombre de photons.

Le flux d'un faisceau de lumière est défini en nombre de photons par seconde. Dans le cas de ThomX, on considère la limite de Thomson, limite pour laquelle la variation d'énergie des électrons après l'interaction est négligeable. Ainsi, le flux est donné par le produit de la luminosité (cf. Equ. 1.14) avec la section efficace Thomson (cf. Equ. 1.10) :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma_T L. \quad (1.15)$$

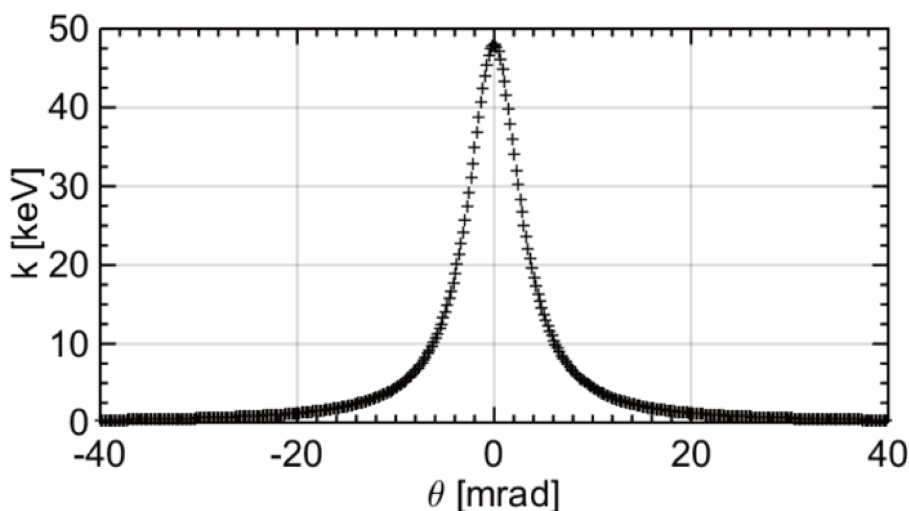


FIGURE 1.8: Courbe représentant l'énergie E_2 des rayons X en fonction de l'angle de diffusion pour les paramètres de ThomX pour un faisceau mono-énergétique, soit $\gamma = 100$ et $E_1 = 1,2\text{eV}$.

Nous nous intéressons maintenant à la qualité chromatique du faisceau. Nous avons vu dans la section 1.2.1 que l'énergie du photon diffusé dépend de l'angle auquel il est diffusé. Si l'on applique la formule de l'Equ. 1.12, on obtient la courbe montrée sur la Fig. 1.8. Nous observons alors une énergie maximale correspondant à un angle de diffusion nul. Cette courbe ne prend pas en compte la forme du faisceau d'électrons et la largeur spectrale. Nous définissons par le rapport $\Delta E_X/E_X$, la largeur spectrale relative du faisceau de rayons X à angle de diffusion nul. Cela nous permet de comparer différents faisceaux de rayons X entre eux. Elle peut être

1.2. Les Sources Compton Compactes

approximée par la formule suivante [19] :

$$\frac{\Delta E_X}{E_X} \simeq \sqrt{\left[\left(\frac{\Delta \nu_0}{\nu_0} \right)^2 + 4 \left(\frac{\Delta \gamma}{\gamma} \right)^2 \right] + \left[\left(\frac{M^2 \lambda_0}{2\pi w_0} \right)^4 + \left(\frac{\epsilon_n}{\sigma_{e,\perp}} \right)^4 \right] + \left[(\gamma\theta)^4 + \left(\frac{a_0^2/3}{1 + a_0^2/2} \right)^2 \right]} \quad (1.16)$$

Cette équation peut être séparée en trois parties. La première, la partie gauche entre crochets, décrit la dépendance de l'énergie des rayons X à la dispersion relative en énergie de l'impulsion laser $\Delta\nu_0/\nu_0$ et du paquet d'électrons $\Delta\gamma/\gamma$ de l'interaction. La seconde, la partie centrale de l'équation entre crochet, décrit la dépendance de l'énergie des rayons X à la qualité transverse de l'impulsion laser $(M^2\lambda_0)/(2\pi w_0)$ et du paquet d'électrons $\epsilon_n/\sigma_{e,\perp}$. Où M^2 est le critère de qualité du faisceau laser défini par ses propriétés de propagation et $\epsilon_n/\sigma_{e,\perp}$ est l'émittance transverse normalisée (écart-type) ϵ_n [20] sur la taille transverse du paquet d'électrons $\sigma_{e,\perp}$. Enfin, la dernière partie, du côté droit de l'équation, décrit la dépendance de l'énergie des rayons X à l'interaction entre l'impulsion laser et le paquet d'électrons avec $\gamma\theta$ le cône d'acceptance des rayons X et $(a_0^2/3)/(1 + a_0^2/2)$ l'interaction multi-photonique, où a_0 est le paramètre de force du faisceau laser. Ce dernier terme peut en fait être négligé dans le cas de ThomX et l'interaction considérée comme étant en régime linéaire.

Le terme en $\epsilon_n/\sigma_{e,\perp}$ montre la difficulté qu'il peut y avoir à optimiser une telle interaction car pour minimiser la largeur spectrale relative, il faut maximiser la taille transverse du paquet d'électron. C'est l'inverse de l'Equ. 1.14 qui nécessite d'avoir une taille transverse de paquet d'électron la plus faible possible pour avoir un flux maximum. Il revient donc de choisir les paramètres pour tendre vers des performances optimales et compétitives avec les synchrotrons.

Un paramètre a été choisi pour définir cette compétitivité pour une source de lumière. On l'appelle la *brillance* et elle est définie par la quantité de photons produits par seconde, par unité de surface et d'angle solide avec une certaine largeur spectrale [21] comme étant :

$$B = \frac{\Delta N_X}{(2\pi)^{5/2} \Delta t_X \sigma_X^2 x_X'^2} \quad (1.17)$$

avec ΔN_X le nombre de photons produits dans une largeur spectrale de 0,1% et Δt_X , σ_X et x_X' respectivement la durée de l'impulsion (écart-type), la taille transverse du point d'interaction (écart-type) et la divergence angulaire des rayons X. Afin de simplifier l'Equ. 1.17, on suppose que la largeur spectrale des rayons X est dominée par l'émittance du paquet d'électrons. On considère également que la taille transverse des faisceaux mis en jeu ne change pas tout au long de l'interaction. Ces hypothèses sont valides pour la plupart des sources Compton aujourd'hui en

fonctionnement. Ceci nous mène à l'expression suivante [21],

$$B \simeq 5.05 \times 10^{18} \gamma^2 \frac{\lambda_0(\mu m) Q_e(nC) E_L(J)}{\Delta t_e(ps) \epsilon_n^2(mm.mrad) \sigma_L^2(\mu m)} \quad (1.18)$$

où Q_e est la charge du paquet d'électrons, E_L l'énergie de l'impulsion laser incidente, Δt_e la longueur temporelle du paquet d'électrons et σ_L la taille transverse de l'impulsion laser. Cette grandeur se mesure en $[ph/s/mm^2/mrad^2/0,1\%bw]$. On peut alors noter que la taille transverse du paquet d'électrons n'apparaît pas dans l'Equ. 1.18 mais que celle-ci a un impact sur la largeur spectrale des rayons X produits. Il convient donc pour toute source Compton d'optimiser la taille transverse du faisceau d'électrons afin de maximiser le flux tout en ne détériorant qu'un minimum sa largeur spectrale.

1.2.4 L'architecture et les performances des sources Compton compactes

Les Sources Compton Compactes (cf. section 1.2.2) sont des machines en développement depuis maintenant plusieurs dizaines d'années. Ces sources ont pour but de coupler haut flux et haute brillance avec faible coût et empreinte au sol. Le principe de celles-ci est d'utiliser un accélérateur d'électrons couplé à un laser contre-propagatif pour générer des rayons X par diffusion Compton dite inverse. Pour relever ce défi, deux architecture principales ont été mises au point. Elles peuvent utiliser un accélérateur linéaire (Linac) ou un accélérateur linéaire couplé à un anneau de stockage [22–26], comme schématisé sur la Fig. 1.9.

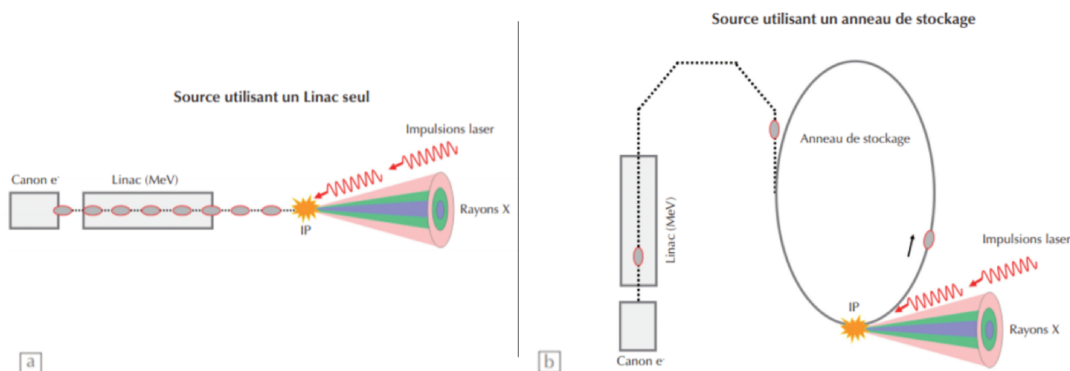


FIGURE 1.9: Schéma de principe de Sources Compton Compactes reproduit à partir de la Réf. [27]. (a) sans anneau de stockage et (b) avec.

Commençons par le cas (a) de la Fig. 1.9. L'accélérateur linéaire génère des paquets d'électrons via une source telle qu'un photo-injecteur. Celui-ci est limité par

son courant à l'ordre du nC et sa fréquence de répétition à des valeurs de l'ordre du kHz [28]. Ces électrons sont ensuite accélérés dans une section accélératrice. Puis, le faisceau d'électrons et le faisceau laser interagissent dans une chambre d'interaction. Enfin, le faisceau d'électrons est absorbé dans un arrêtoir composé entre autre de dalles de plomb. Le transport des électrons se fait sous vide et les rayons X ou γ sont extraits de la chambre d'interaction au travers d'une fenêtre en béryllium. La luminosité de l'accélérateur linéaire seul n'est alors limitée que par la fréquence de répétition de l'interaction, la tension accélératrice et la puissance moyenne du faisceau laser. Des chaînes laser de haute puissance peuvent notamment être mises en place. Mais elles seront limitées par le paramètre a_0 cité précédemment [29] (cf. section 1.2.3).

Dans le cas de l'accélérateur linéaire couplé à un anneau de stockage (cf. Fig. 1.9 (b)) [30–34], on retrouve la même architecture initiale. Les paquets d'électrons sont générés via un photo-injecteur pour ensuite être accélérés avec un accélérateur linéaire. Puis, ils sont déviés de leur trajectoire par un *kicker* pour être injectés dans un anneau. Le but de cet anneau de stockage est, comme son nom l'indique, de stocker le paquet d'électron afin de le réutiliser plusieurs fois jusqu'à ce qu'un nouveau soit produit. Ainsi, le paquet d'électron reste dans l'anneau de stockage plusieurs milliers de tours. Les pertes d'énergie du paquet d'électrons sont compensées par une cavité radio-fréquence située au sein de l'anneau de stockage. À chaque tour dans cet anneau, il se produit une interaction entre le paquet d'électrons et le faisceau laser. Selon la taille de l'anneau, on peut donc atteindre des « fréquences de répétition » de l'ordre de la dizaine de MHz, bien plus élevées que pour un accélérateur linéaire simple. Il faut effectivement que les impulsions laser soient envoyées à la même fréquence sur le paquet d'électron. Mais, pour que l'interaction génère un flux de rayons X suffisant à la compétitivité de la machine, la puissance moyenne du faisceau laser doit être supérieure à la centaine de kilowatts. Une telle chaîne laser n'est pas envisageable pour des questions de coût et de faisabilité technique de refroidissement. Une solution est l'utilisation de cavités Fabry-Perot synchronisées sur l'anneau dans lesquelles on emmagasine de la puissance. Le flux de rayons X est alors proportionnellement plus élevé que celui d'un accélérateur linéaire couplé au même laser. Néanmoins, la longueur et la complexité du parcours des électrons dans les anneaux de stockage induisent un mode résonant de plus grande émittance et dispersion en énergie qu'un paquet en sortie de l'accélérateur linéaire. La qualité de faisceau X qui en ressort est donc inférieure à celle générée par une architecture d'accélérateur linéaire seule mais le flux est plus important.

Finalement, les sources Compton compactes aujourd'hui les plus compétitives en terme de flux sont celles couplées à un anneau de stockage. Elles évoluent avec les années vers des sources de plus en plus compactes, tendant vers des énergies de

plus en plus élevées. Les machines aujourd'hui en construction telles que ThomX, que nous présentons dans la section suivante, ont des coûts de l'ordre de la dizaine de millions d'euros pour des brillances de 10^9 à 10^{11} ph/s/mm²/mrad²/0,1%bw. Cela en fait des sources de rayons X compétitives avec les synchrotrons pour une partie des applications citées en début de section (hôpitaux, musées, laboratoires). Et, bien que le frein principal au développement de ces sources soit la difficulté du stockage de haute puissance laser dans les cavités Fabry-Perot, c'est une voie de recherche dans laquelle nous avons progressé et que nous développerons plus en détail dans le chapitre 3. Finalement, les sources Compton compactes sont un nouveau type de sources dont l'implémentation sur le marché industriel des rayons X pourrait avoir lieu dans les prochaines décennies.

1.2.5 La source de rayons X ThomX

ThomX est une Source Compton Compacte, démonstrateur de rayons X utilisant l'architecture à anneau de stockage (cf. Fig. 1.10). Cette machine, en fin de construction, prend place dans un bâtiment de l'université Paris-Saclay. Ce bâtiment faisant anciennement partie de l'ensemble du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL) aujourd'hui regroupé au sein du conglomérat IJCLab. Sa réalisation regroupe plusieurs partenaires tels que l'institut Néel, le LAMS à l'UMPC (Laboratoire d'Archéologie Moléculaire et Structurale à l'Université Pierre et Marie Curie), l'INSERM (Institut National de la Santé et de la Recherche Médicale), SOLEIL (Source Optimisée de Lumière d'Énergie Intermédiaire du LURE), l'ESRF (European Synchrotron Radiation Facility), le LP2N (Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences) et Thales [34].

L'accélérateur linéaire

L'accélérateur linéaire est composé d'un canon à électrons et d'une section accélératrice à 3 GHz. Il permet de délivrer des paquets d'une énergie de 50 MeV à 70 MeV, d'une charge de 1 nC à 50 Hz [34, 35]. Les spécifications de l'accélérateur linéaire sont exposées dans le Tableau 1.1 et le schéma en Fig. 1.11. Le canon à électron est un photo-injecteur et permet d'obtenir les spécifications en émittance requises (cf. Tableau 1.1). La puissance RF alimentant le photo-injecteur est de 5 MW fonctionnant à 50 Hz et l'énergie des paquets d'électrons en sortie du canon est de 5 MeV.

La partie accélératrice, quant à elle chargée d'augmenter l'énergie des électrons jusqu'à 70 MeV, a été prêtée par SOLEIL. La puissance RF nécessaire est de 20 MW. À terme, ThomX devra délivrer des rayons X allant jusqu'à 90 keV. Cela nécessite une puissance RF incidente totale de 35 MW (canon et section accélératrice). La



FIGURE 1.10: Vue CAO (Conception Assistée par Ordinateur) de l'ensemble de ThomX.

section accélératrice est également dotée de différents diagnostics de position, taille transverse et intensité des paquets d'électrons [34].

Ligne de transfert et anneau de stockage

Le but de la ligne de transfert est de dévier, accompagner et adapter le faisceau d'électrons de l'accélérateur linéaire vers l'anneau. L'élément magnétique permet-

| | |
|------------------------------------|-------------------|
| Energie | 50 – 70 MeV |
| Charge | 1 nC |
| Émittance normalisée (écart-type) | $< 5 \pi$ mm mrad |
| Dispersion en énergie (écart-type) | $< 1 \%$ |
| Durées des paquets (écart-type) | 20 – 30 ps |
| Courant moyen | 50 nA |
| Circonférence | 18 m |
| Fréquence de révolution | 16,7 MHz |

TABLE 1.1: Paramètre nominaux des paquets d'électrons de ThomX.

tant d'injecter les électrons est appelé *septum*. Cet élément permet d'induire un

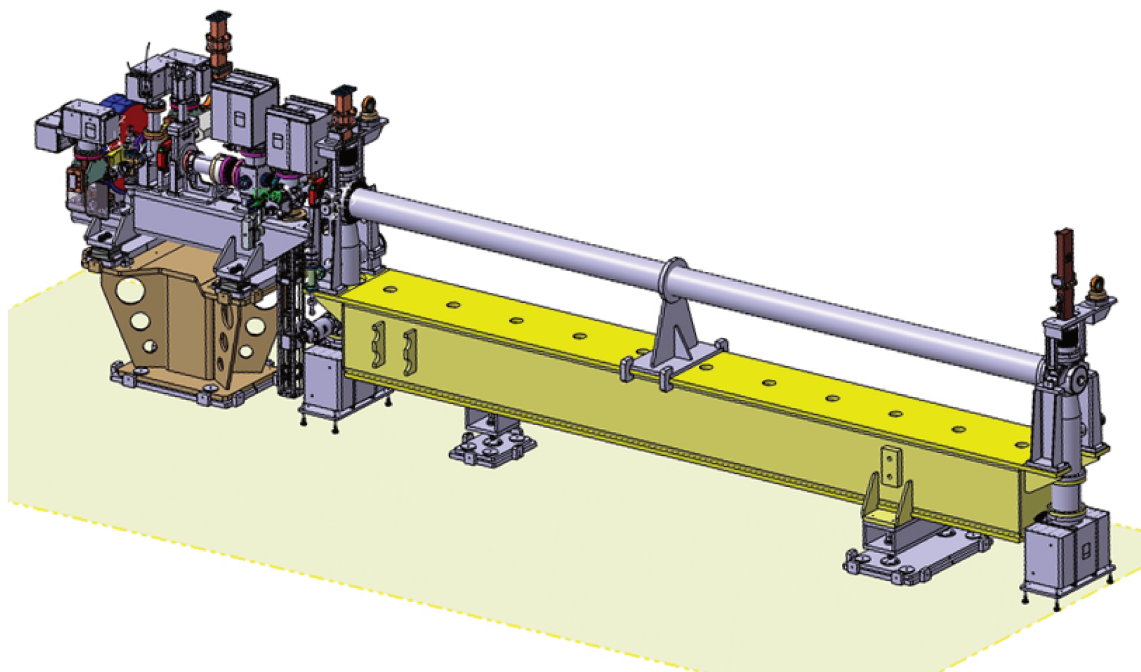


FIGURE 1.11: Vue CAO de l'accélérateur linéaire de ThomX.

changement d'angle de plusieurs dizaines de milli-radians et la durée de ses impulsions magnétiques est de l'ordre de la centaine de micro-secondes. Ses impulsions sont donc plusieurs fois plus longues que la durée d'un tour des électrons dans l'anneau. Cet appareil ne peut pas être mis en contact avec la machine, c'est pourquoi un deuxième élément magnétique, appelé *kicker*, de champ magnétique plus faible mais également de durée d'impulsion plus courte, permet d'ajuster la trajectoire des électrons injectés sur celle de l'anneau.

Les paquets d'électrons circulent alors dans l'anneau pendant une durée typique de l'ordre de 20 ms. Ce temps de stockage correspond à la fréquence de renouvellement des paquets précédemment évoquée de 50 Hz. L'anneau ayant une circonférence de 18 m, les électrons effectuent plus de 300000 tours, ce qui correspond à 16,7 MHz (cf. Tableau 1.1). Il est doté de 8 dipôles permettant de dévier les électrons, 24 quadrupôles servant à focaliser les électrons dans les directions transverses et 12 sextupôles pour corriger les aberrations chromatiques (respectivement en rouge, bleu et jaune sur la Fig. 1.12). Grâce à ces composants, le paquet d'électrons garde des propriétés proches de celles exposées dans le Tableau 1.1. Il faut néanmoins le renouveler au bout de 20 ms pour garder ces propriétés. C'est un autre *kicker* qui le dévie vers le même septum que pour l'injection afin de les diriger dans un arrêteur (couramment appelé *dump*, en anglais).

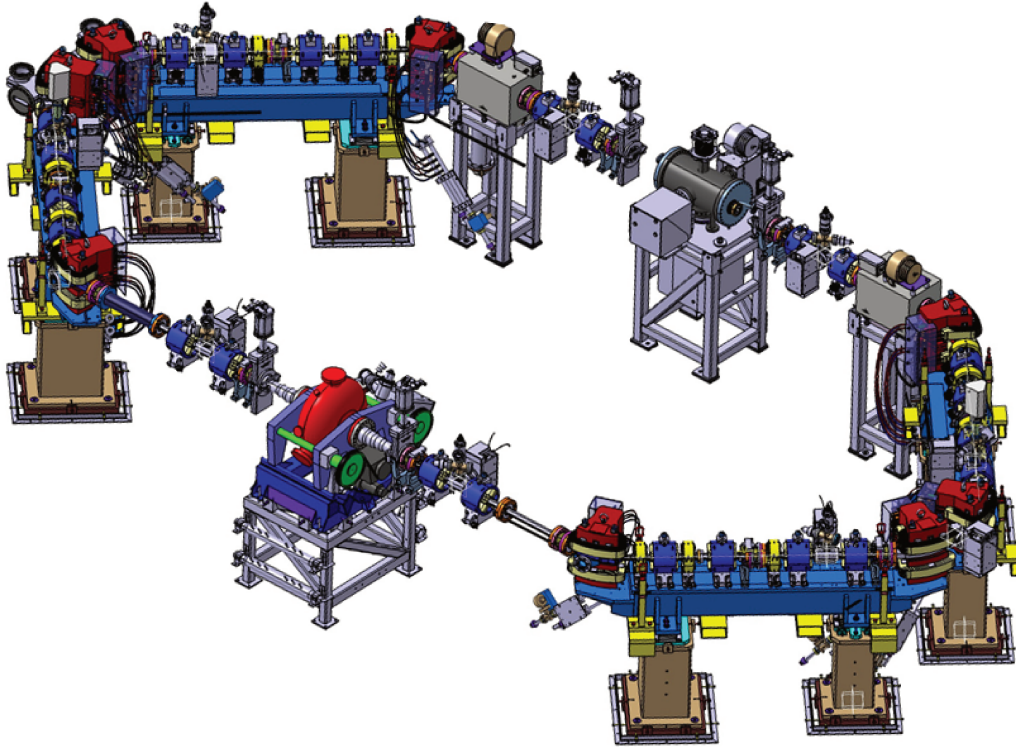


FIGURE 1.12: Vue CAO de l'anneau de stockage de ThomX.

La cavité Fabry-Perot

La cavité optique est utilisée pour stocker une puissance laser de plusieurs centaines de kilowatts nécessaires à la génération d'un flux de rayons X de 10^{13} ph/s. C'est une cavité planaire à 4 miroirs. Ce type de cavité (cf. Fig. 1.13), est appelé cavité *bow-tie* (en nœud papillon) de par sa forme. Nous donnerons ses caractéristiques détaillées dans le Tableau A.1 en Annexe A.

Le chemin optique fait une longueur totale de 9 m, ce qui correspond à une fréquence de répétition de 33,33 MHz, deux fois plus que la fréquence de révolution des électrons. L'inexistence d'un oscillateur laser fonctionnant à 16,66 MHz et respectant les spécifications (cf. Tableau A.1 Annexe A), ainsi que l'argument d'une faible empreinte au sol, ont orienté le choix vers une cavité optique deux fois moins longue. De plus, cela facilite le stockage de puissance (cf. section 2.2.5). L'impulsion laser fait donc deux tours dans la cavité optique lorsque les électrons n'en font qu'un seul dans l'anneau. L'oscillateur laser, associé à des amplificateurs, délivre des impulsions de 10 ps allant jusqu'à 100 W, à 33,33 MHz et de longueur d'onde de 1031 nm. En théorie, avec des performances maximales, la puissance moyenne

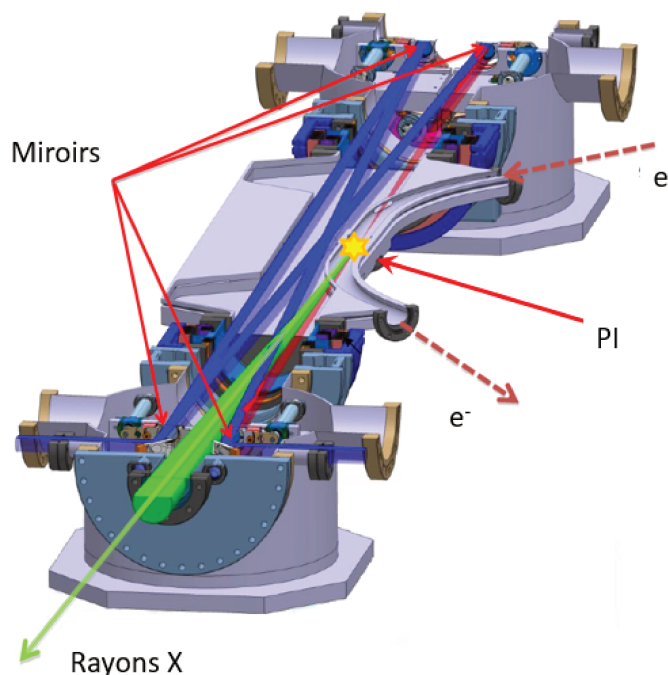


FIGURE 1.13: Vue CAO de la cavité Fabry-Perot de ThomX avec *PI* le Point d'Interaction et e^- les électrons.

intra-cavité maximale atteinte pourra être de 1 MW (cf. Tableau 1.2). Ces performances correspondent au cahier des charges de ThomX, nous nommerons Cavité ThomX_{Th} la cavité y correspondant. Nous verrons dans le chapitre 4 que cette cavité ne correspond pas aux performances réelles de la cavité Fabry-Perot de ThomX.

La ligne de lumière

Les rayons X générés par effet Compton sont finalement dirigés vers la ligne X. Leur énergie sera de 46 keV lors des premiers tests de fonctionnement avec des électrons de 50 MeV. Le flux attendu sera compris entre 10^{11} et 10^{13} photons par seconde. La divergence des rayons X est dominée par l'émittance des électrons et elle devrait initialement être de 10 mrad sans diaphragme. Une augmentation de l'énergie des électrons à 70 MeV permettra d'augmenter celle des rayons X à 90 keV.

Les rayons X sont tout d'abord dirigés vers une première table de la ligne X située directement après la cavité Fabry-Perot et dans la même pièce (cf. Fig. 1.10). Cette table, montrée en Fig. 1.14, dispose de tous les éléments nécessaires pour contrôler

1.2. Les Sources Compton Compactes

| | |
|--------------------------------|------------------|
| Longueur de la cavité | 9 m |
| Puissance en entrée | 20 - 100 W |
| Puissance moyenne intra-cavité | 0,1 - 1 MW |
| Puissance pic | 0,3 - 1,5 GW |
| Waist au point d'interaction | 70 μm |
| Durée de l'impulsion | 10 ps |
| Finesse | 42300 |
| Gain maximal | 21700 |
| Longueur d'onde | 1031 nm |

TABLE 1.2: Paramètres nominaux de la Cavité ThomX_{Th} (cf. Tableau A.1 et Fig. A.3 Annexe A).

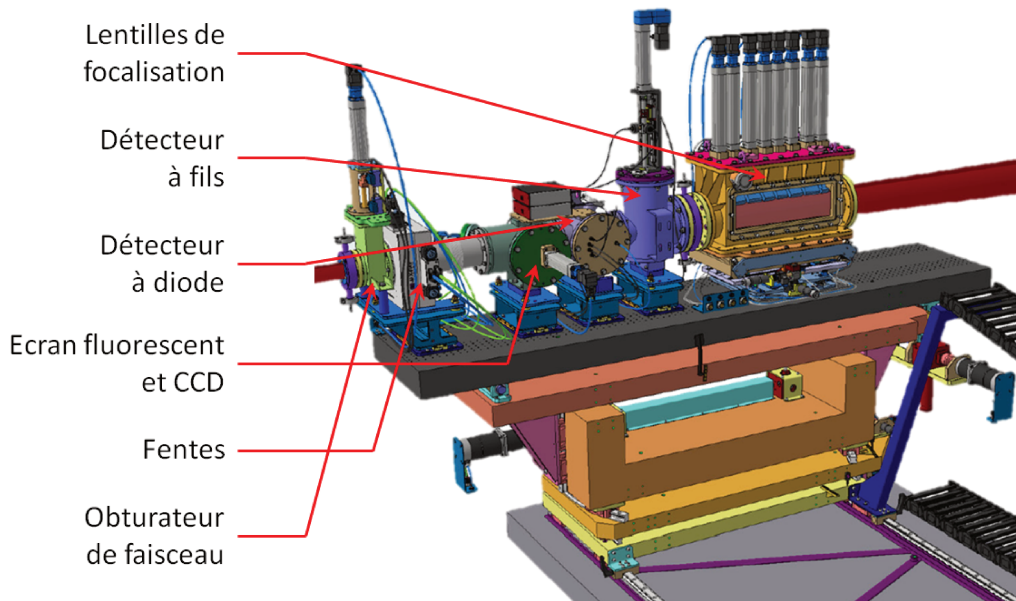


FIGURE 1.14: Vue CAO de la partie diagnostics de la ligne X de ThomX.

le faisceau X. La dépendance énergie-angle (cf. Fig. 1.8) accorde la possibilité de sélectionner la gamme d'énergie avec un jeu de fentes. Un obturbateur permet de couper le faisceau. On connaît sa forme et sa taille par l'intermédiaire d'un écran fluorescent donnant une image sur une caméra. Cela permet également d'avoir une première mesure du flux. Mais l'appareil dédié à cette mesure et permettant de mesurer une valeur plus précise est le détecteur à diodes, une feuille de Kapton associée à des photo-diodes (PD). Celui-ci permet aussi une seconde mesure de

la position transverse du faisceau. La mesure de la position absolue du faisceau est faite avec un détecteur à fils qui donne une nouvelle mesure de la position du faisceau. Enfin, le faisceau peut être focalisé ou collimaté grâce à des lentilles selon les besoins des utilisateurs dans un transfocateur. La deuxième partie est située en dehors de la pièce, derrière le mur en béton. C'est la partie utilisateurs (cf. Fig. 1.15).

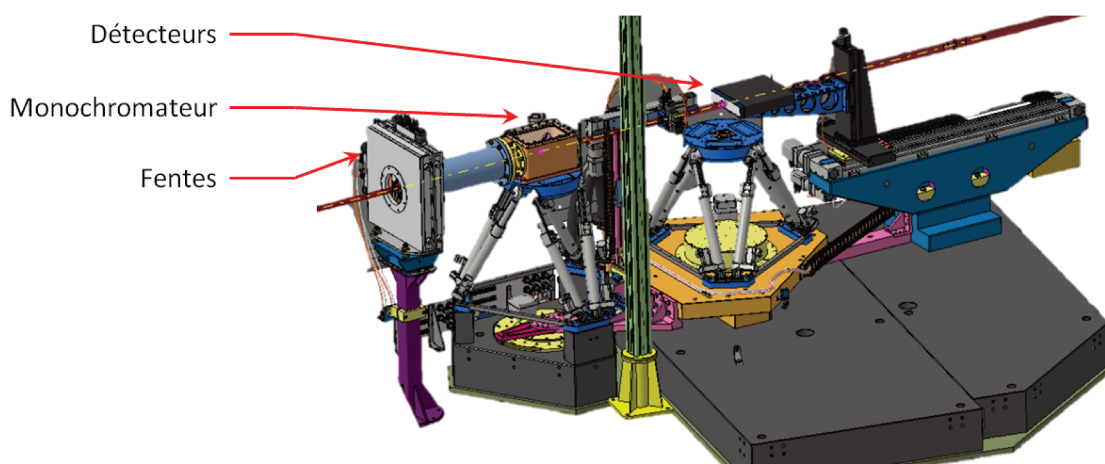


FIGURE 1.15: Vue CAO de la section utilisateurs de la ligne X de ThomX.

Cette deuxième table est munie de fentes, puis d'un monochromateur permettant d'obtenir une largeur spectrale relative inférieure à 10^{-4} . Elle dispose ensuite de différents détecteurs pouvant être montés sur la ligne : un spectromètre CdTe (tellurure de cadmium) pour les hautes énergies, deux spectromètre Si (silicium) pour les basses énergies, une caméra CdTe basse résolution, une caméra à scintillateur haute résolution et une photo-diode Si afin de connaître le flux absolu final.

Nous pouvons à présent conclure cette section par deux tableaux récapitulatifs. Le premier (cf. Tableau 1.3), expose l'énergie maximale atteinte par chaque type de machine à rayons X, associé à une énergie et un coût minimum. Nous avons choisi les plus hautes valeurs d'énergie de rayons X générées pour chaque type de machines. De nombreux utilisateurs sont aujourd'hui limités à l'utilisation de tubes à rayons X. Mais, par exemple, les faibles flux des tubes à rayons X mènent à des traitements longs pour les patients. Les synchrotrons sont inaccessibles car ce sont de grandes installations avec des contraintes importantes dues à la quantité d'utilisateurs, leur centralisation et leur coût d'utilisation. Les FEL ont les mêmes problèmes et sont plus limités en énergie. Ce tableau nous montre la légitimité de l'apparition d'un nouveau type de sources, les sources Compton compactes. Elles atteignent une brillance suffisante pour des doses et temps d'exposition réalistes, tout en atteignant les gammes d'énergie nécessaires et à des coûts inférieurs

1.2. Les Sources Compton Compactes

| Machine | Brillance (ph/s/mm ² /mrad ² /0,1%bw) | Énergie maximale (keV) | Empreinte au sol (m ²) | Coût (k€) |
|-----------------|--|---|---|---------------------|
| Tube à rayons X | 10 ⁷ | 150 | < 100 | ≈ 100 |
| SCC | 10 ¹¹ | 90 | < 1000 | > 10000 |
| Synchrotron | 10 ¹⁹ | 100 | > 10000 | > 100000 |
| FEL | 10 ²⁵ | 25 | > 10000 | > 100000 |

TABLE 1.3: Regroupement des différents types de sources de rayons X avec un ordre de grandeur des brillances, énergies et coûts atteints (SCC pour Sources Compton Compactes).

d'au moins un ordre de grandeur par rapport aux grands synchrotrons. Le dernier argument des sources Compton compactes est leur compacité, faisant apparaître l'opportunité de les installer à l'endroit où l'on en a besoin, compte tenu de leur coût accessible pour certains organismes comme cela pourrait être le cas pour des entreprises privées, des hôpitaux ou des laboratoires de recherche [32].

Il est important de situer les performances de ThomX parmi les autres sources Compton compactes. Le second Tableau 1.4, repris des thèses précédentes menées au sein de notre groupe de travail [17, 36], et mis à jour, en dresse une liste non exhaustive que l'on peut retrouver dans la littérature. Les types, ou architectures, sont spécifiés. L-CP correspond aux sources utilisant un accélérateur linéaire avec un faisceau laser Contre-Propagatif; L-CO un accélérateur linéaire avec un Circulateur Optique; L-FP un accélérateur linéaire avec une cavité Fabry-Perot; A-CP un Anneau de stockage avec un faisceau laser ContrePropagatif; A-LEL un Anneau de stockage avec un Laser à Electrons Libres; A-FP un Anneau de stockage avec une cavité Fabry-Perot. On constate que les machines atteignant les plus faibles divergences et dispersions en énergie sont les machines dotées d'un accélérateur linéaire avec laser contre-propagatif ou circulateur optique comme ELI-NP-GBS.

| Nom | Type | Flux (ph/s) | Energie (keV) | Divergence (mrad) | $\Delta E_{X,\gamma}/E_{X,\gamma}$ (%) | Statut |
|----------------------|-------|---------------------|------------------------|-------------------|--|-----------------------------|
| AIST [37] | L-CP | 10^7 | 12-40 | 2.5 | 4 | Opération |
| MEGA-ray [38] | L-CP | 1.6×10^6 | 478 | 60 | 12 | Opération/Développement |
| TTX [39] | L-CP | 10^8 | 52 | 4.8-6.7 | 4 | Opération |
| STAR [40, 41] | L-CP | 10^8 | 40-140 | 10 | 1-10 | Financé / Développement |
| CXLS [24] | L-CP | 5×10^{11} | 12.4 | 4.3 | 5 | Non financé / Développement |
| ELI-NP-GBS [42] | L-CO | 8×10^8 | $0.2-19.5 \times 10^3$ | 0.025-0.2 | <0.5 | Annulé |
| ELSA [43, 44] | L-CO | 2.9×10^4 | 11 | 10 | / | Opération |
| Smart Light [45, 46] | L-CO | $> 10^5$ | 60 | 1 | 1 | Financé / Développement |
| cERL [47, 48] | L-FP | 3×10^7 | 7 | 0.14 | 0.4 | Opération |
| LUCX [49–51] | L-FP | 3×10^6 | 10 | / | 5 | Opération |
| BRIXS [41, 52] | L-FP | 10^{11} | 20-90 | / | / | Non financé / Développement |
| FERMILAB [53] | L-FP | 8×10^9 | 1.1×10^3 | / | 0.25 | Non financé / Développement |
| NewSUBARU [54, 55] | A-CP | 5×10^6 | $1.7-4 \times 10^3$ | / | / | Opération |
| LEPS2 [56, 57] | A-CP | 7×10^6 | $0-2.4 \times 10^6$ | / | / | Opération |
| GRAAL [58] | A-CP | 3×10^6 | $0.4-1.5 \times 10^6$ | / | 1.1 | Opération |
| SLEGS [59] | A-CP | 10^9-11 | 22×10^3 | / | / | Non financé / Développement |
| HIgS [60] | A-FEL | $3 \times 10^{7-9}$ | $1-100 \times 10^3$ | / | / | Opération |
| SXFEL [61] | A-FEL | 4.5×10^7 | $3.7-39 \times 10^3$ | 0.8 | <0.5 | Opération / Développement |
| UVSOR [62] | A-FEL | 1.6×10^8 | $15-25 \times 10^3$ | / | 3 | Opération |
| MuCLS/CLS [63–65] | A-FP | 3×10^{10} | 15-35 | 4 | 3 | Opération / Commercialisé |
| MightyLaser [33] | A-FP | 4×10^8 | 24×10^3 | / | / | Démonté (2014) |
| ThomX [34] | A-FP | 10^{11-13} | 45-90 | 10 | 1-10 | Financé / Développement |

TABLE 1.4: Machines Compton existantes/ayant existé ou en développement. Les grandeurs flux, énergie,... sont données pour le faisceau de rayons X/ γ produit. A : Anneau de stockage; L : accélérateur Linéaire; FP : cavité Fabry-Perot; FEL : Laser à Electrons Libres; CP : faisceau laser Contre-Propagatif; CO : Circulateur Optique. La divergence est donnée avant le collimateur.

1.3 Les applications

La découverte de Wilhelm Röntgen fit rapidement parler d'elle. Si bien que la première application historique des rayons X se fit seulement deux semaines après leur découverte, et dans un but médical. Le dentiste Otto Walkhoff fit une radiographie de ses dents après une exposition de vingt-cinq minutes. Cela se solda par une radiographie imprécise de ses molaires et la perte de ses cheveux. Mais cela laissait entrevoir l'ensemble des possibilités offertes par cette technologie. Le médecin Victor Despeignes tenta le premier de soigner un patient atteint d'un cancer de l'estomac, déjà à un stade avancé et sans espoir. Cette expérience se conclua par une réduction de la taille de la tumeur mais aussi par le décès du patient. Wilhelm Röntgen reçut le prix nobel de Physique en 1901 « en reconnaissance des services extraordinaires qu'il a rendus en découvrant les remarquables rayons qui ont été nommés par la suite en son honneur » [66].

Différentes techniques d'imagerie et traitements à base de rayons X sont apparues et se sont développées au XX^{eme} siècle. La première guerre mondiale a notamment grandement accéléré leur développement. Marie Curie, alors scientifique de renommée mondiale, première femme à avoir reçu un prix nobel en 1903 et même un deuxième en 1911, met en place des unités radiologiques mobiles pour soutenir l'armée française. La radiologie commence ainsi à jouer un rôle fondamental dans le diagnostic, c'est le début de la radio-chirurgie. Les premières recommandations quant à l'utilisation des rayons X se firent en 1925 lors du premier « Congrès International de Radiologie », les effets dévastateurs des rayons X ayant été constatés depuis le début de leur utilisation, particulièrement sur les cobayes de démonstration ou les médecins travaillant sans protections. Au fil des années, l'utilisation des rayons X fut surveillée et réglementée. De nouvelles applications se sont développées jusqu'à aujourd'hui pour renforcer la sécurité dans les aéroports, faire de la paléontologie ou encore améliorer l'étude d'œuvres d'art. Tandis que l'utilisation des rayons X se développa autour de multiples techniques d'imagerie. Les principales méthodes de production de rayons X sont aujourd'hui la génération par tube à rayons X et rayonnement synchrotron. Ce sont ces sources qui sont utilisées dans les applications que nous décrirons dans les sections suivantes.

1.3.1 Techniques d'imagerie par rayons X

Radiographie

La radiographie, dans le but d'obtenir une carte en deux dimensions d'un objet, est la première application concrète aux rayons X (cf. Fig. 1.16).

On utilise principalement la radiographie dans le but d'identifier des défauts ou dégâts interne sur les os ou les articulations d'une personne. Elle peut également

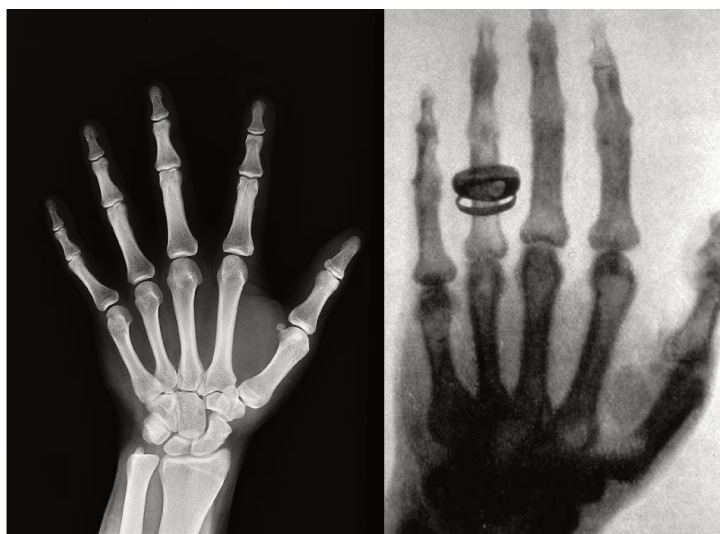


FIGURE 1.16: À gauche, radiographie d'une main avec la résolution actuelle. À droite, la première radiographie, de la main de la femme de Wilhelm Röntgen.

être utilisée pour l'étude d'œuvres d'art. Elle a une forte profondeur de pénétration et permet une résolution spatiale inférieure au millimètre. C'est une technique d'imagerie simple et très peu irradiante. Un français reçoit une dose moyenne annuelle naturelle de 2 à 3 mS alors que la plupart des radiographies délivrent moins de 0.1 mS [67]. Pour étudier la radiographie, il est important de connaître l'absorption des rayons X dans les milieux traversés, celle-ci étant décrite par la formule :

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.19)$$

avec I_0 l'intensité incidente, μ le coefficient d'absorption, x la distance parcourue dans le milieu de coefficient μ et I l'intensité sortante.

D'après l'Equ. 1.19, après avoir traversé une épaisseur x , l'atténuation des rayons X dépend d'un coefficient μ fonction du matériau traversé. Le corps humain est composé d'organes, de graisses, de muscles mais aussi d'os qui ont tous des coefficients d'absorption différents. Les os en particulier absorbent beaucoup plus que le reste du corps, dû à leur forte concentration en calcium, un atome au numéro atomique relativement élevé. Certains organes sont également facilement différenciables dû à une densité différente du reste du corps. Il existe également des méthodes pour observer plus en détails des organes spécifiques (cf. section 1.3.1) à l'aide de produits de contraste qui se fixent sur les organes ou le système cardio-vasculaire. Plusieurs types de détecteurs existent, dont les deux principalement utilisés sont

1.3. Les applications

les films radiographiques et les *flat panel* (des caméras recouvertes d'un matériau scintillant).

Tomographie

Tandis que la radiographie est une méthode d'imagerie par transparence donnant une image à deux dimensions d'un objet en trois dimensions, le but de la tomographie est de générer l'image en trois dimensions. La tomographie est la base du scanner, apparue dans les années 70 et aussi appelé tomodensitométrie.

Le principe est de procéder à une rotation de la source ou de l'objet afin d'obtenir plusieurs images. L'étude des différentes images obtenues permet alors la visualisation en trois dimensions de la partie voulue. De plus, la résolution spatiale est plus faible que pour la radiographie, de l'ordre de la centaine de microns. En revanche, le temps d'exposition et la dose délivrée au patient sont plus importants. Environ 100 à 1000 fois plus élevées que pour une simple radiographie même si cela n'en fait pas pour autant un examen dangereux.

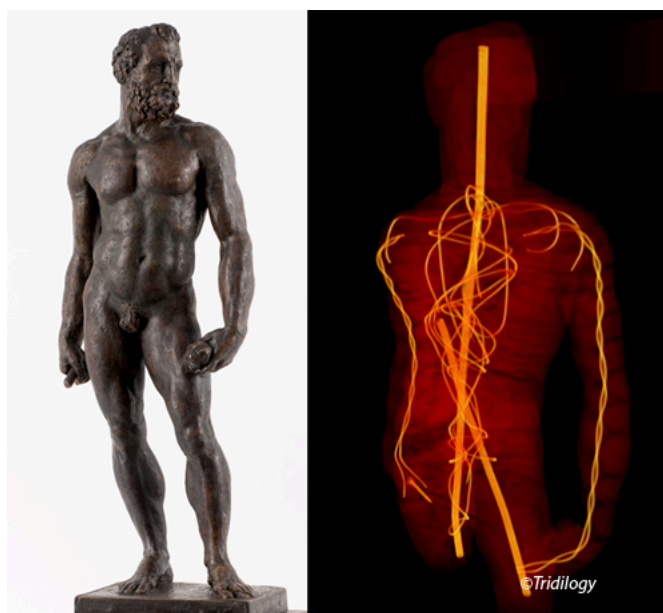


FIGURE 1.17: Statue de Neptune. À gauche, photographie du Musée Fabre de Montpellier Agglomération, cliché Frédéric Jaulmes. À droite, reconstruction d'images en trois dimensions avec un scanner [68].

Le développement des ordinateurs permet aujourd'hui l'acquisition, l'assemblage et la reconstruction des images de tomographie de manière automatisée. C'est la tomographie assistée par ordinateur. Selon la densité de l'objet d'études, la

tomographie nécessite un faisceau de 10 keV à 100 keV. La gamme d'énergie de ThomX, allant de 45 à 90 keV rentre parfaitement dans cet intervalle d'énergie, ce qui en ferait une source de choix pour la tomographie d'objets d'une taille inférieure à 8 cm. Ces études permettraient d'étudier des œuvres d'art, des fossiles ou même des êtres vivants si les normes de ThomX étaient adaptées. La Fig. 1.17 nous montre à la fois la photographie et la reconstruction en trois dimensions d'une statue en cire. Le scanner permet d'identifier la structure métallique interne de manière non destructive et dans ce cas, de mieux comprendre les techniques utilisées par l'artiste.

Imagerie spectrale K-edge

L'imagerie spectrale K-edge se base sur l'énergie de liaison des électrons dans les atomes. Suivant le modèle de Bohr, la couche K est la couche d'électrons la plus proche de l'atome.

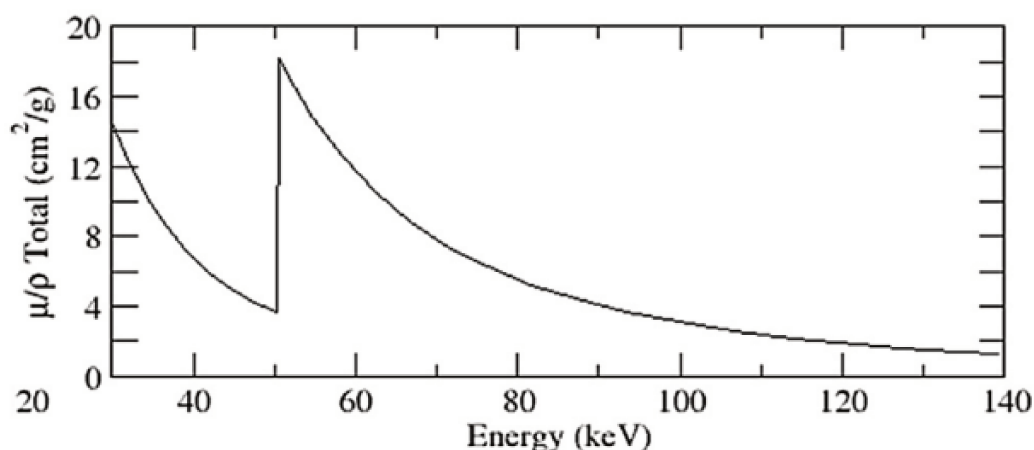


FIGURE 1.18: Coefficient massique d'atténuation du gadolinium en fonction de l'énergie des rayons X. Tiré de la Réf. [69]

Les électrons de la couche K sont arrachés par effet photo-électrique lorsque les photons ont une énergie supérieure à l'énergie de liaison. Cela produit une absorption supplémentaire par rapport à des photons de plus faibles énergies. Ainsi, si l'on injecte à un être vivant un produit de contraste bien connu se fixant sur des organes en particulier, on peut ioniser les atomes de ce produit en envoyant des rayons X dont l'énergie est supérieure à son énergie de liaison. Il en résulte un saut d'absorption lorsque l'on atteint cette énergie. Au contraire, les éléments principaux composant les êtres vivants comme le carbone, l'oxygène ou l'hydrogène ont des énergies de liaison différentes de celles des produits de contraste utilisés

1.3. Les applications

et ne présentent donc pas le même saut d'absorption. Cela permet ainsi d'imager l'organe sur lequel le produit est fixé. La Fig. 1.18 montre le coefficient massique d'atténuation du gadolinium en fonction de l'énergie des rayons X. C'est l'élément chimique de numéro 64 et son énergie de liaison est de 50,2 keV. Sachant que les rayons X produits par ThomX pourront avoir une énergie allant de 45 keV à 90 keV, c'est bon exemple d'agent de contraste qui pourrait être utilisé avec ThomX.

Imagerie par contraste de phase

Le passage d'une onde électro-magnétique au travers de la matière induit un déphasage proportionnel à l'indice de réfraction du milieu en question. Il est donc possible de mesurer une différence de marche. Au contraire de la radiographie mesurant les différences d'absorption, l'imagerie par contraste de phase permet l'imagerie de matériaux à faible absorption.

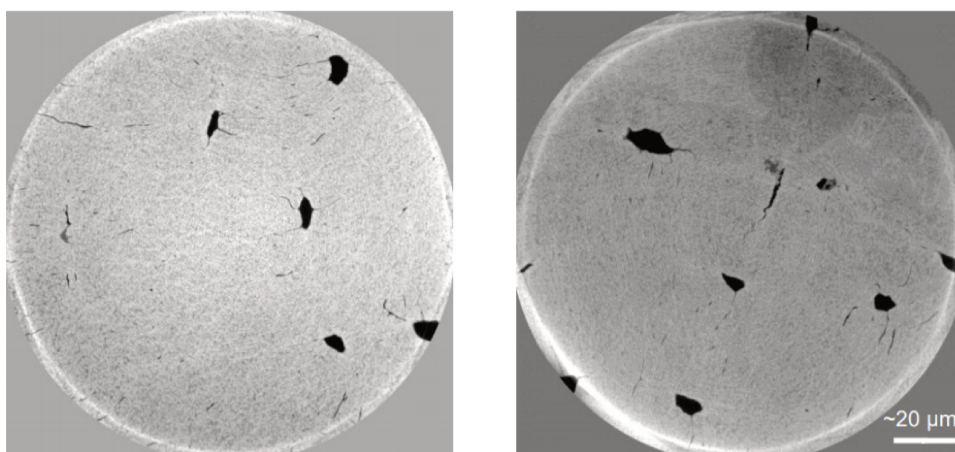


FIGURE 1.19: Images d'un échantillon de tibias humain par prise par contraste de phase à l'ESRF ID22 [70] avec une taille de pixel de 50 nm (Image reconstruite par tomographie assistée par ordinateur par radiation synchrotron X).

De plus, grâce à la plus basse limite de diffraction due aux rayons X et aux différentes méthodes de mesure aujourd'hui développées, l'imagerie par contraste de phase permet d'atteindre une résolution spatiale de l'ordre de 50 nm [70] (cf. Fig. 1.19). Les différentes techniques d'imagerie par contraste de phase ont pour but de convertir la différence de phase induite par l'échantillon en différence d'intensité. Il existe donc des techniques de mesures par interférence, par diffraction ou encore utilisant les propriétés de propagation en espace libre. Parmi celles-ci, la technique d'imagerie présentée en Fig. 1.20 sera directement adaptable à ThomX.

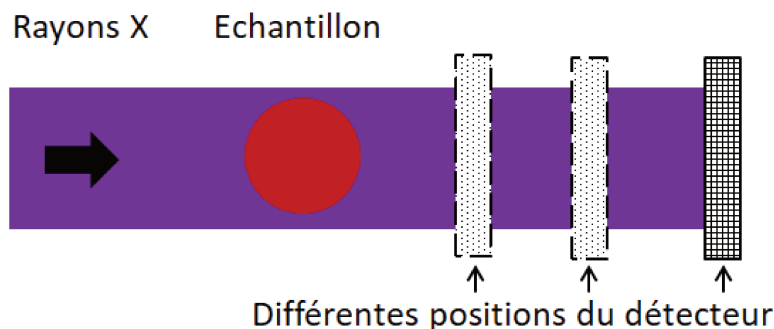


FIGURE 1.20: Représentation schématique d'imagerie par contraste de phase par propagation (en anglais, propagation-based imaging).

En résumé, la méthode de mesure par propagation [71–73] consiste à prendre des mesures à plusieurs positions en déplaçant l'échantillon ou le détecteur. L'étude des images détectées à différentes positions permet d'obtenir des informations de contraste de phase suffisantes pour produire des images ayant une résolution de l'ordre du micron [74]. Cette technique est particulièrement sensible aux fortes variations d'indice de réfraction et permet de reconstituer efficacement les bordures des différents matériaux composant l'échantillon. Il n'y a besoin d'aucun élément optique si ce n'est un détecteur de haute résolution. ThomX étant une source de rayons X quasi-monochromatique, son rayonnement sera utilisable. On peut également dire qu'une deuxième méthode d'imagerie par contraste de phase, appelée interférométrie à réseau (en anglais, grating interferometry), a déjà été utilisée avec succès sur une Source Compton Compacte de flux [75], énergie et dispersion en énergie inférieurs à ThomX. Avec les paramètres de ThomX, l'imagerie d'un fil de nylon de 300 μm de diamètre sera possible avec un contraste de 7 à 8 % [76]. On pourrait donc imaginer l'utiliser dans le cadre d'un « upgrade » de la machine.

1.3.2 Traitement médical

Radiothérapie

La radiothérapie est une méthode de traitement de tumeurs cancéreuses. Les cellules cancéreuses sont des cellules ayant muté, qui se développent plus rapidement que les cellules saines et ne sont pas reconnues comme des cellules anormales par l'organisme. Elle se multiplie donc sans s'arrêter jusqu'à rendre non fonctionnels les organes qu'elles contaminent. La radiothérapie est différente de la radiographie car elle nécessite des doses plus importantes et des temps d'exposition plus longs.

1.3. Les applications

Elle consiste à diriger et focaliser les rayons X sur les cellules cancéreuses afin de les détruire. C'est donc un traitement non-invasif et dangereux, les cellules saines pouvant tout autant être tuées.



FIGURE 1.21: Photographie d'une machine dédiée à la radiothérapie. Tiré de la Réf. [77].

D'extérieur, l'appareil permettant d'appliquer ce traitement est similaire à celui du scanner, il est représenté sur la Fig. 1.21. Cette machine permet différentes directions d'irradiation et donc de réduire l'exposition des cellules saines. La principale différence avec le scanner est qu'au lieu d'un simple tube à rayons X, on utilise un accélérateur linéaire pour augmenter l'énergie des électrons et par la suite, l'énergie des rayons X. Des masques ayant la forme précise des tumeurs permettent de les traiter en réduisant au minimum l'endommagement des cellules saines environnantes. Pour un traitement, plusieurs masques sont généralement fabriqués, chacun correspondant à un angle d'exposition différent. Aujourd'hui, on utilise également des collimateurs multi-lames (cf. Fig. 1.22), qui agissent comme un masque et dont les lames peuvent être modulées pendant l'irradiation afin d'appliquer des profils d'intensité inhomogènes.

Concernant les protocoles d'application de la radiothérapie, il existe plusieurs types de traitement. Que ce soit pour détruire les tumeurs ou seulement réduire la douleur pour les patients en état trop avancé. Dans le cas d'une tumeur soignable par radiothérapie, on utilise l'application de doses fractionnées. La faiblesse des cellules cancéreuses est dans l'importante consommation de sucre nécessaire à leur survie et à leur capacité de régénération réduite. La radiothérapie cible ce second point faible.



FIGURE 1.22: Collimateur multilames dont la forme est adaptée à une tumeur. Tiré de la Réf. [78].

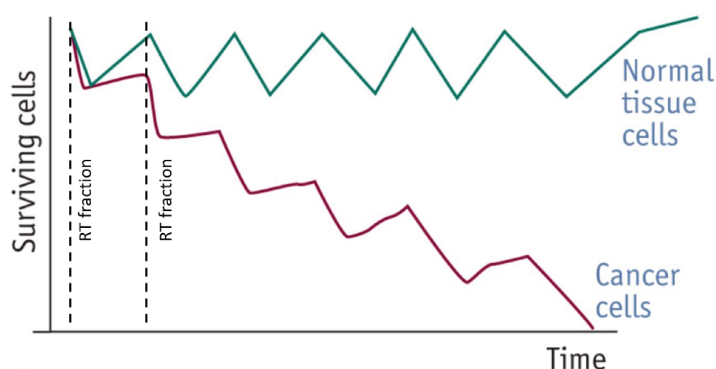


FIGURE 1.23: Cas idéal du comportement cellulaire lors de l'application de radiothérapie fractionnée [79].

La Fig. 1.23 nous montre l'effet qu'a l'application de rayons X par doses égales à intervalles de temps réguliers sur des cellules saines et cancéreuses. La capacité de régénération des cellules saines est alors mise en avant et leur permet de survivre à une irradiation totale plus importante que les cellules cancéreuses. Dans le cas idéal, la totalité des cellules saines peut être sauvée tout en détruisant l'ensemble des cellules cancéreuses.

Nous avons aujourd'hui la chance de réussir à traiter totalement une partie des cancers. Les taux de réussite diminuant en fonction de la taille de la tumeur et de sa proximité avec d'autres organes vitaux. ThomX pourrait être une nouvelle

1.3. Les applications

source de rayons X applicable au traitement des cancers par radiothérapie. Mais n'ayant pas été conçu exclusivement pour le traitement de ceux-là, les rayons X ne peuvent pas être envoyés selon différentes directions. C'est donc la cible qui devrait effectuer une rotation, s'il existe un besoin d'exposition à différents angles. En terme d'énergie et de comparaison à ce qu'il existe déjà, la ligne biomédicale ID17 de l'ESRF est une des rares sources issues d'un synchrotron à pouvoir faire de la radiothérapie. Le flux généré par ThomX avec son énergie finale de 90 keV sur une cible à 10 m sera de 10^9 ph/s [80] par millimètre carré, ce qui est très proche de la ligne ID17 de l'ESRF (cf. fin de la section 1.3.1). C'est donc une possibilité d'application sérieuse de ThomX.

Chapitre 2

Systemes optiques

2.1 Source laser

Introduction

Nous allons décrire le fonctionnement des oscillateurs laser continus et des oscillateurs laser pulsés à blocage de mode qui sont les deux types d'oscillateurs laser que nous avons utilisés. Puis, nous présenterons en détail les points clés de la conception des cavités Fabry-Perot et les différentes méthodes de mesure des grandeurs les caractérisant. Enfin, nous développons le principe de fonctionnement des cavités Fabry-Perot en mode *burst*.

2.1.1 Oscillateur laser continu

Un oscillateur laser est constitué principalement d'une cavité optique et d'un milieu amplificateur émettant une onde électro-magnétique périodique. Cette onde se propage dans la cavité et est amplifiée à chacun de ses passages dans le milieu amplificateur. On dit que la cavité est résonante s'il existe des conditions pour que l'onde électro-magnétique reste identique après un tour dans la cavité. Pour cela, la longueur de la cavité doit être égale à un multiple entier de la longueur d'onde de l'impulsion laser. La condition de résonance est remplie et il en résulte la relation $\lambda = L/n$ où λ est la longueur d'onde mode du résonant, n un entier et L la longueur du chemin optique de la cavité. On trouve un ensemble de modes de fréquence optique espacé de c/L , on les appelle les modes longitudinaux. Si le gain de l'amplificateur est supérieur ou égal aux pertes de la cavité, la condition d'entretien des oscillations est respectée. On suppose que le champ intra-cavité se propageant dans une cavité optique composée de deux miroirs plans possède un

front d'onde plan, le champ s'écrit alors à un instant t donné :

$$E_{cav} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{(2i\pi k z + \Phi_n)} \quad (2.1)$$

avec E_{cav} le champ électrique circulant dans la cavité optique de l'oscillateur laser, A_m l'amplitude du mode m et Φ_m la phase de son champ. On remarque qu'il peut exister un nombre m de modes longitudinaux dans cette cavité. Pour illustrer, on représente dix modes en Fig. 2.1, de fréquences différentes et d'amplitudes et de phases relatives aléatoires.

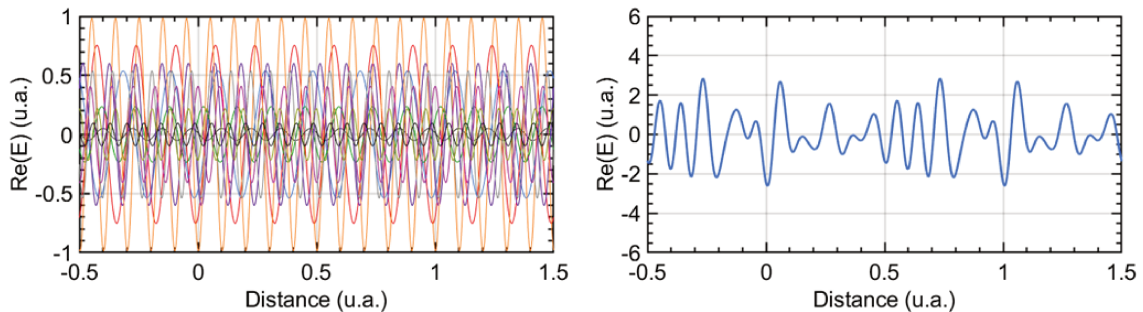


FIGURE 2.1: À gauche : Superposition de dix modes de fréquences différentes et d'amplitudes et de phases aléatoires. À droite : Somme de dix modes de fréquences différentes et d'amplitudes et de phases aléatoires.

On remarque la forme complexe que peut avoir le signal de la somme de seulement dix modes résonants dans une cavité. De plus, les vibrations, telles que celles amenées par le bruit extérieur ou même le bruit thermique des matériaux, génèrent en permanence l'apparition et la disparition de nouveaux modes. On obtient ainsi un faisceau de lumière non cohérent dont l'intensité lumineuse fluctue. Pour obtenir un faisceau laser stable et d'intensité constante, on filtre les différents modes longitudinaux pour n'en garder qu'un seul. Finalement, on peut représenter la cavité optique d'un oscillateur continu par le schéma en Fig. 2.2.

2.1.2 Oscillateur laser pulsé

Le premier oscillateur laser à avoir été opérationnel est en réalité un laser à rubis pulsé, c'est-à-dire à impulsions, réalisé en 1960 [81]. Il est composé d'un barreau de rubis placé dans une cavité Fabry-Perot de deux miroirs permettant la résonance de la lumière émise par fluorescence après pompage du cristal. Dans ce premier cas, c'est la durée de fluorescence de quelques millisecondes du rubis qui définit la durée des impulsions.

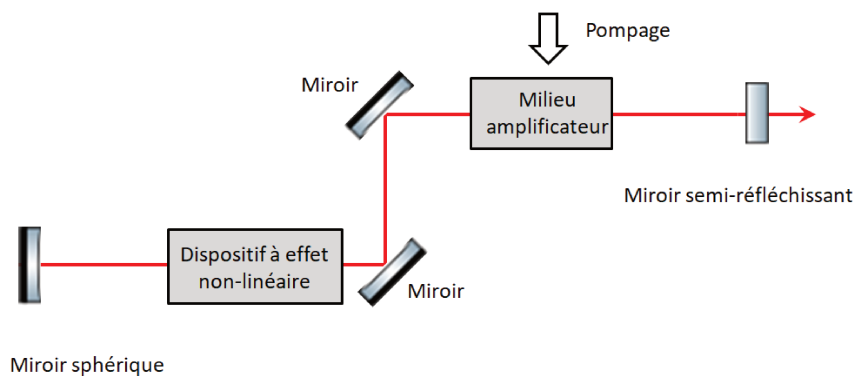


FIGURE 2.2: Schéma de principe d'un oscillateur laser à onde continue.

Blocage de modes

C'est plus tard, en 1981, qu'une nouvelle méthode permettant de réduire encore la durée des impulsions a vu le jour. C'est le blocage de mode [82–87]. Le principe est de synchroniser les modes de fréquences différentes (cf. Fig. 2.1) en phase afin d'obtenir des interférences constructives de manière périodique. Sans celui-ci, les modes auraient une phase relative aléatoire avec des interférences constructives et destructives.

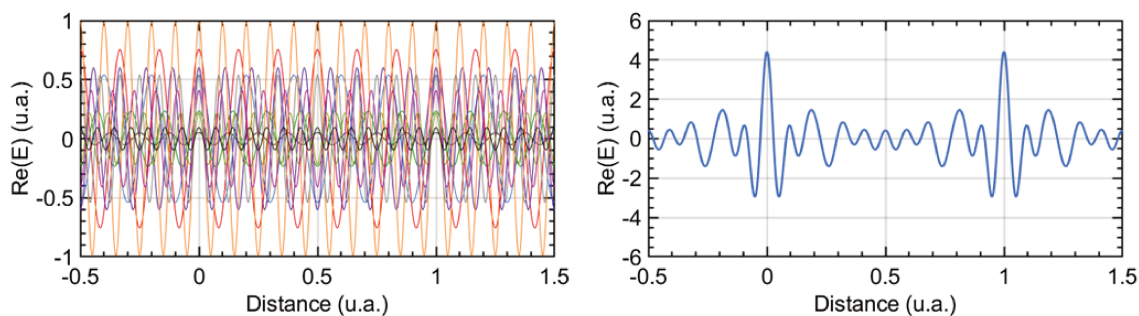


FIGURE 2.3: À gauche : Superposition de dix modes de fréquences différentes, d'amplitudes aléatoires et de même phases relatives. À droite : Somme de dix modes de fréquences différentes, d'amplitudes aléatoires et de même phases relatives. Mêmes données que la Fig. 2.1.

La Fig. 2.3 illustre l'impact qu'a le dispositif de *blocage de mode* sur une somme de fréquences initialement déphasées. La mise en phase a pour conséquence l'apparition d'interférences constructives, périodiques et espacées de la longueur d'un

aller-retour dans la cavité. Le phénomène étant généré par les propriétés du matériau lui-même, on appelle cela un *blocage de mode passif*. Nos oscillateurs laser utilisent un *SESAM* (SEmiconductor Saturable-Absorber Mirror en anglais). C'est un miroir à absorbant saturable semi-conducteur.

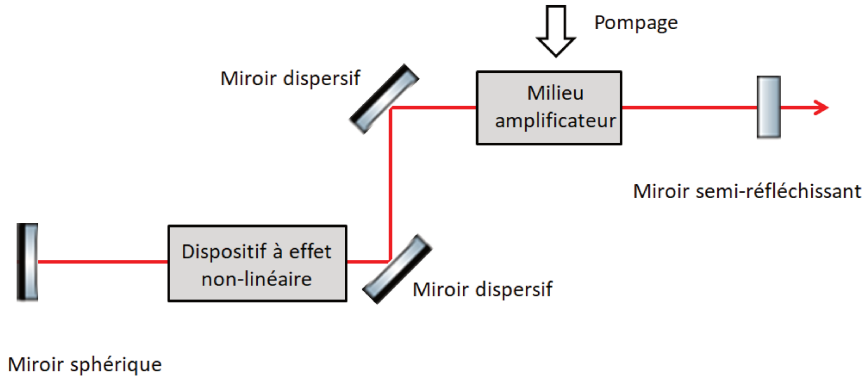


FIGURE 2.4: Schéma de principe d'un oscillateur femtoseconde.

Les recherches sur les oscillateurs pulsés se sont concentrées sur la diminution de la durée des impulsions. Car diminuer leur durée revient à augmenter leur puissance crête, et lorsqu'elles sont femtosecondes ou plus courtes, cela permet également de s'affranchir des effets de transferts thermiques classiques (cf. section 3.2.3 chap. 3). Les grandes longueurs d'onde se déplaçant plus vite que les longueurs d'onde courtes, les différentes composantes spectrales résonnant dans la cavité ont une vitesse différente. L'ajout d'un dispositif de compensation de la dispersion permet de limiter ces effets et d'atteindre des durées d'impulsions courtes. De plus, la durée de l'impulsion est inversement proportionnelle à sa largeur spectrale quand on se situe dans la limite de Fourier, c'est-à-dire que la phase est la même à toutes les fréquences. Finalement, nous représentons ces éléments sur le schéma de principe d'un oscillateur femtoseconde en Fig. 2.4, très proche de l'oscillateur continu.

Caractérisation du champ électro-magnétique

Nous nous intéressons à présent aux formules permettant de déterminer l'expression du champ généré par un oscillateur laser à blocage de mode passif. Elles seront utiles dans la compréhension du champ se propageant dans une cavité Fabry-Perot. Le faisceau d'un oscillateur en régime impulsionnel peut être représenté par une

2.1. Source laser

somme d'impulsions [88, 89] :

$$E(t) = \sum_{n \rightarrow -\infty}^{n \rightarrow +\infty} E_{env}(t - nT) e^{i(\omega_0[t - nT])} e^{i(\phi_0 + n\Delta\phi_{CE})} \quad (2.2)$$

avec $E_{env}(t)$ l'enveloppe temporelle du champ électrique, T la période des impulsions, $\exp(i(\omega_0[t - nT]))$ d'oscillation à la pulsation de l'onde porteuse $\omega_0 = k_0c$, ω_0 la pulsation optique des cycles du champ, k_0 le vecteur d'onde, c la vitesse de la lumière dans le vide et $\Delta\phi_{CE}$ la différence de phase entre la porteuse et l'enveloppe (CEP, Carrier to Envelope Phase en anglais).

L'enveloppe du champ E_{env} est ici définie dans le cas d'une enveloppe de type soliton en sécante hyperbolique généralement définie pour des durées d'impulsions inférieures à 1 ps avec la durée d'impulsion choisie comme étant la largeur à mi-hauteur de l'intensité du champ électrique [88].

Le champ électrique d'une impulsion représenté sur la partie haute de la Fig. 2.5 peut également être vu dans le domaine fréquentiel. C'est souvent le cas en optique car cela permet une représentation complète et rapide des propriétés d'un laser.

En appliquant la transformée de Fourier du champ $E(t)$, Equ. 2.2 avec $\phi_0 = 0$, on obtient :

$$\begin{aligned} TF[E(t)] = \hat{E}(\omega) &= \sum_{n \rightarrow -\infty}^{n \rightarrow +\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{env}(t - nT) e^{i(\omega_c[t - nT])} e^{in\Delta\phi_{CE}} e^{-i\omega t} dt \\ &= \sum_{n \rightarrow -\infty}^{n \rightarrow +\infty} e^{(in[-\omega_c T + \Delta\phi_{CE}])} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{env}(t - nT) e^{it(\omega - \omega_c)} dt. \end{aligned} \quad (2.3)$$

On pose $\hat{E}_{env}(\omega) = \int E_{env}(t) e^{-i\omega t}$ la transformée de Fourier de l'enveloppe temporelle de l'impulsion. On utilise l'identité $\int f(x - a) e^{-i\alpha x} dx = e^{-i\alpha a} \int f(x) e^{-i\alpha x} dx$ et la formule de la sommation de Poisson [91] pour obtenir :

$$\begin{aligned} \hat{E}(\omega) &= \sum_{n \rightarrow -\infty}^{n \rightarrow +\infty} e^{(in[\Delta\phi_{CE} - \omega_c T])} e^{(-in[\omega - \omega_c]T)} \hat{E}_{env}(\omega - \omega_c) \\ &= \hat{E}_{env}(\omega - \omega_c) \sum_{n \rightarrow -\infty}^{n \rightarrow +\infty} e^{(in[\Delta\phi_{CE} - \omega T])} \\ &= \hat{E}_{env}(\omega - \omega_c) \sum_{n \rightarrow -\infty}^{n \rightarrow +\infty} \delta(\Delta\phi_{CE} - \omega T - 2\pi m) \end{aligned} \quad (2.4)$$

où δ est la distribution de Dirac et m un nombre entier. On trouve un peigne du spectre de pulsation :

$$\omega_m = 2m\pi f_{rep} - \Delta\phi_{CE} f_{rep}, \quad (2.5)$$

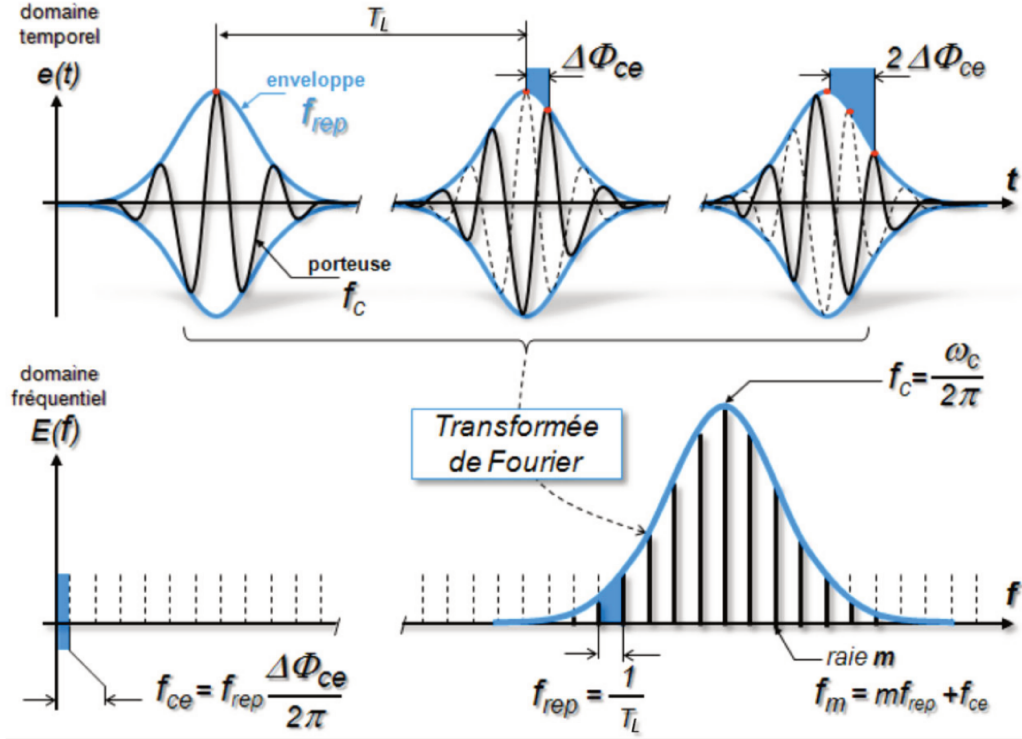


FIGURE 2.5: En haut : Représentation temporelle du champ électro-magnétique d'un faisceau laser en régime impulsionnel. En bas : Sa représentation fréquentielle. Avec f_{rep} la fréquence de répétition des impulsions laser. Tiré de la Réf. [90].

et de fréquence,

$$\nu_m = m f_{rep} - \frac{\Delta\phi_{CE} f_{rep}}{2\pi} \quad (2.6)$$

Donc, la représentation en fréquence d'un faisceau laser en régime impulsionnel est un peigne de fréquences comme représenté en Fig. 2.5. Chaque raie du peigne est espacée de f_{rep} avec un déphasage entre la porteuse et l'enveloppe de l'ensemble des raies de $f_{CE} = f_{rep} \Delta\phi_{CE} / 2\pi$.

2.2 Les Cavités Fabry-Perot

Le principe des cavités Fabry-Perot fut proposé pour la première fois à la toute fin du 18^{ème} siècle par Charles Fabry et Alfred Perot [92]. Il fallut ensuite at-

2.2. Les Cavités Fabry-Perot

tendre le développement des oscillateurs laser pulsé pour que la première étude des cavités Fabry-Perot en mode impulsif soit proposée dans les années 70 par Alfred Kastler [93]. Enfin, dans les années 90, le grand nombre de recherches sur les oscillateurs laser à blocage de modes passif permet les premiers succès de stabilisation d'impulsions femtosecondes dans des cavités Fabry-Perot [94, 95]. Dans cette section, nous traiterons du principe de fonctionnement des cavités Fabry-Perot en mode pulsé en étudiant la propagation du champ électro-magnétique décrit dans la section précédente. Nous discuterons ensuite de leur optimisation dans le cadre du stockage de forte puissance moyenne et haute finesse. Puis, nous nous intéresserons à la technique d'asservissement Pound-Drever-Hall (PDH) [96, 97] des oscillateurs laser sur les cavités Fabry-Perot. Enfin, nous développerons les méthodes de mesure du gain et du couplage. L'ensemble des simulations sont effectuées sur la cavité Fabry-Perot de ThomX avec les caractéristiques des miroirs voulues dans le cahier des charges de ThomX (cf. Tableau A.1 et Fig. A.3 Annexe A). Nous nommons cette cavité la Cavité ThomX_{Th} que nous différencions des caractéristiques réelles des miroirs définies par la Cavité ThomX_{Re} (cf. Tableau A.1 et Fig. A.4 Annexe A). Nous utilisons les caractéristiques de la Cavité ThomX_{Th} pour les simulations car cela permet de comprendre les choix de dimensionnement faits lors de sa conception. Les expériences et mesures sont donc réalisées sur nos deux cavités Fabry-Perot de stockage de forte puissance moyenne, la Cavité Test et la Cavité ThomX_{Re}. La géométrie de la Cavité ThomX_{Re} correspond à celle de la Cavité ThomX_{Th} mais ses performances sont inférieures. Nous pouvons le vérifier en observant les caractéristiques majeures de ces trois cavités regroupées dans le Tableau 2.1.

| Caractéristiques | Cavité ThomX_{Th} | Cavité ThomX_{Re} | Cavité Test |
|----------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|------------------------|
| Longueur | 9 m | 9 m | 2,25 m |
| Finesse | 42300 | 17000 | 23500 |
| Gain maximal | 21700 | 4100 | 10000 |
| Puissance entrante maximum | 100 W | 60 W | 40 W |

TABLE 2.1: Caractéristiques majeures de la Cavité ThomX_{Th}, la Cavité ThomX_{Re} et la Cavité Test. La Cavité ThomX_{Th} correspond au choix des miroirs défini dans le cahier des charges de ThomX et la Cavité ThomX_{Re} aux performances mesurées de ces mêmes miroirs.

2.2.1 Principe

Les interféromètres Fabry-Perot sont des résonateurs optiques composés d'au moins deux miroirs que l'on peut représenter par le schéma en Fig. 2.6. L'un d'eux doit être un miroir réfléchissant concave afin de contrer la divergence naturelle du faisceau laser, tandis que l'autre doit être semi-réfléchissant afin d'injecter le faisceau par transmission. Le principe consiste à diriger les impulsions laser suivant l'axe optique de la cavité au travers de son miroir semi-réfléchissant, le miroir d'entrée. La partie du faisceau traversant le miroir est alors *stockée* dans la cavité.

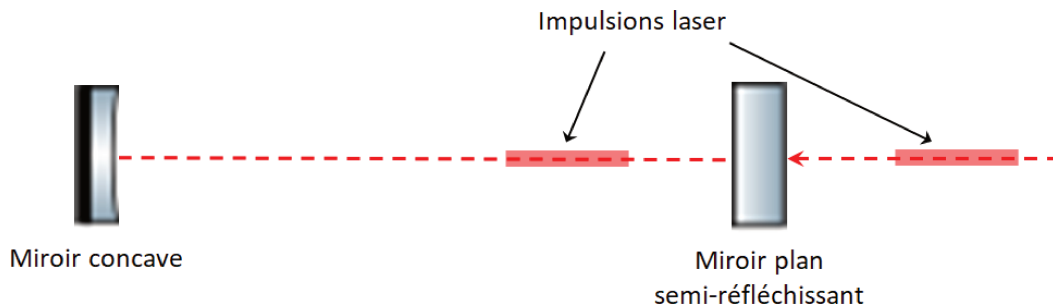


FIGURE 2.6: Schéma d'une cavité Fabry-Perot à deux miroirs en mode pulsé.

La fréquence des impulsions laser est fixée sur la fréquence d'un aller-retour d'une impulsion dans la cavité. Ainsi, chaque impulsion incidente traversant le miroir d'entrée rencontre l'impulsion laser stockée dans l'air ou le vide de la cavité. Pour maximiser les interférences constructives, les phases de l'impulsion incidente et de l'impulsion stockée sont synchronisées (cf. section 2.2.8). Finalement, la puissance des impulsions s'accumule dans la cavité Fabry-Perot. Après un temps caractéristique à chaque cavité, les pertes égalisent la puissance entrante. On peut faire l'analogie avec un milieu amplificateur et dire que la cavité arrive à saturation. Ce maximum est défini par les caractéristiques techniques des miroirs de la cavité comme nous le verrons en section 2.2.5.

2.2.2 Stabilité géométrique

On peut démontrer [98] que le mode fondamental d'une cavité Fabry-Perot est décrit pour un faisceau gaussien (cf. Fig. 2.7). Cela implique que nous nous plaçons dans le cadre de l'approximation paraxiale [99] qui fait l'hypothèse d'un faisceau faiblement divergent se propageant proche de l'axe optique de la cavité.

Une généralisation des solutions de l'équation d'onde paraxiale permet de décomposer les modes propres transverses d'une cavité optique. On considère ces modes

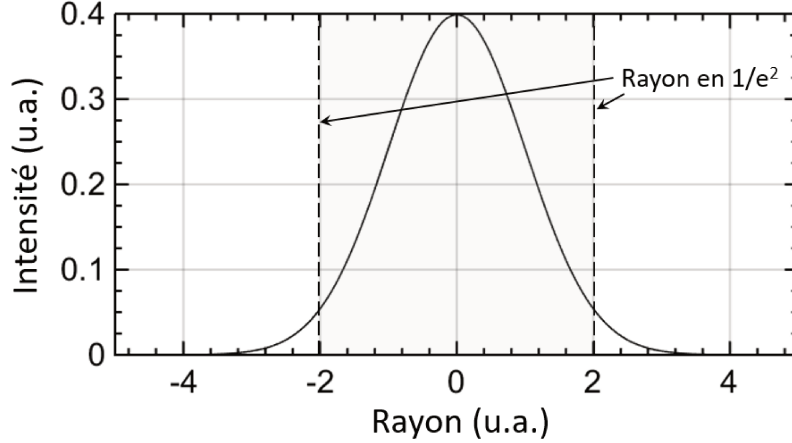


FIGURE 2.7: Fonction gaussienne d'écart type $\sigma = 1$ et d'espérance $\mu = 0$ pouvant représenter la distribution d'intensité transverse d'un faisceau gaussien. En pointillés, la limite à laquelle l'intensité est supérieur à plus de 13,5% de l'intensité maximale, cela correspond à ce que nous appelons le rayon en $1/e^2$.

selon la base des modes Hermite-Gauss [98] en coordonnées cartésiennes pour un système de géométrie rectangulaire (x,y,z) et un faisceau se propageant suivant l'axe z :

$$E_{nm}(x,y,z) = \sqrt{\frac{1}{2^{n+m+1}n!m!\pi\omega_x\omega_y}} H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega_x(z)}\right) H_n\left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega_y(z)}\right) \exp\left(-ik\left[\frac{x^2}{2q_x(z)} + \frac{y^2}{2q_y(z)}\right]\right) \exp(i(\psi_x(z) + \psi_y(z)) - ikz) \quad (2.7)$$

où n et m sont les ordres du mode, $\omega_i(z) = \omega_{0,i}(1 + (z/z_{R,i})^2)^{1/2}$ le rayon du faisceau laser correspondant à une chute de l'intensité maximale de 86,5% (rayon en $1/e^2$, cf. Fig. 2.7) suivant les directions tangentielle ($i = x$) et sagittale ($i = y$), $\omega_{0,i}$ le *waist* (rayon minimal), $z_{R,i} = \pi\omega_{0,i}^2/\lambda_0$ sa longueur de Rayleigh avec λ_0 la longueur d'onde du faisceau laser, H_n et H_m respectivement les polynômes d'Hermite d'ordre n et m , $q_i(z) = z + iz_{R,i}$ ou $1/q_i(z) = 1/R(z) - i\lambda_0/(\pi\omega_i^2(z))$ son rayon de courbure complexe [100] avec $R(z)$ le rayon de courbure de la phase et $\psi_x(z) = (m + 1/2) \arctan(z/z_{R,x})$ et $\psi_y(z) = (n + 1/2) \arctan(z/z_{R,y})$ sa phase de Gouy.

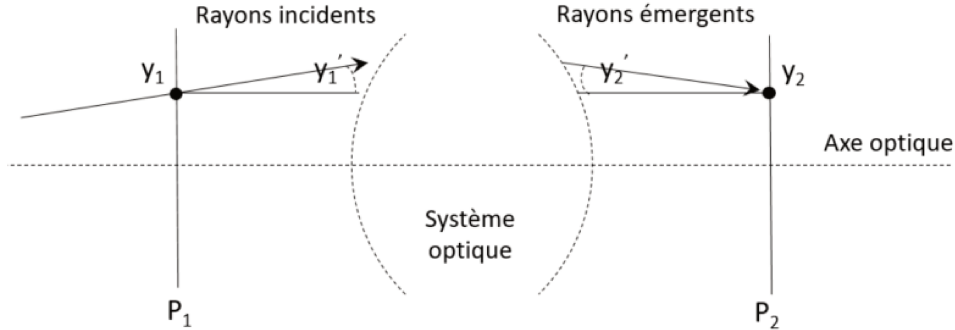


FIGURE 2.8: Représentation de la propagation d'un faisceau d'un plan P_1 à un plan P_2 . (y_1, y'_1) et (y_2, y'_2) avec les y_i correspondant à la position et les y'_i à l'angle d'inclinaison par rapport à l'axe optique.

Critère de stabilité

Dans le cadre du stockage de forte puissance moyenne, on cherche à utiliser le mode ayant la plus forte intensité. C'est le mode d'ordre $(0,0)$ ($m = n = 0$) qui sera nommé *mode fondamentale*. Nous cherchons à connaître sa taille transverse tout au long de son parcours dans la cavité Fabry-Perot. Pour cela, nous allons utiliser les matrices de transfert $ABCD$ qui permettent de caractériser l'action d'un système optique sur un rayon lumineux. Considérons un rayon incident dans les conditions de Gauss se déplaçant d'un plan P_1 à un plan P_2 tous deux perpendiculaires à l'axe optique. Le faisceau est respectivement caractérisé par les couples (y_1, y'_1) et (y_2, y'_2) avec y_1 et y_2 correspondant à la position et y'_1 et y'_2 à l'angle d'inclinaison par rapport à l'axe optique (cf. Fig. 2.8). On peut alors montrer qu'il existe les relations :

$$\begin{cases} y_2 = Ay_1 + By'_1 \\ y'_2 = Cy_1 + Dy'_1 \end{cases} \quad (2.8)$$

Ces équations peuvent s'écrire sous une forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} y_2 \\ y'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_1 \\ y'_1 \end{bmatrix}. \quad (2.9)$$

La matrice $ABCD$ caractérise ainsi la transformation d'un faisceau gaussien par l'action d'un système optique. Il est important de vérifier que le faisceau se propageant dans la cavité reste proche de l'axe optique au cours de son parcours dans

la cavité. On peut calculer le critère de stabilité de la cavité pour obtenir :

$$-1 < \frac{A + D}{2} < 1. \quad (2.10)$$

La cavité est stable si et seulement si cette relation est respectée. On peut comprendre cette relation à partir de l'Equ. 2.12 ci-dessous. La condition de stabilité implique que la partie imaginaire de q_i est différente de zéro. Ce qui est une condition pour que le champ électro-magnétique soit décrit par une gaussienne.

Mode fondamental de la cavité

On peut montrer que le rayon de courbure complexe $q_i(z)$ est directement relié aux paramètres $ABCD$ du système optique par la relation suivante :

$$q_{2,i} = \frac{A_i q_{1,i} + B_i}{C_i q_{1,i} + D_i} \quad (2.11)$$

où $q_{1,i}$ est le rayon de courbure complexe du mode sur le miroir d'entrée de la cavité ou sur le plan P_1 de la Fig. 2.8, $q_{2,i}$ celui en sortie de la cavité ou sur le plan P_2 de la Fig. 2.8 et où l'on rappelle que les i correspondent aux directions tangentielle x et sagittale y . Si la cavité est stable, l'Equ. 2.11 est respectée et le rayon de courbure complexe $q_{2,i}$ est égal à $q_{1,i}$. L'Equ. 2.12 peut alors être écrite :

$$q_i = \frac{A_i - D_i}{2C_i} + i \left| \frac{1}{2C_i} \sqrt{4 - (A_i + D_i)^2} \right|. \quad (2.12)$$

Cette équation permet d'accéder à l'ensemble des paramètres du faisceau. Pour cela, on propage le faisceau dans la cavité représentée par les matrices de transfert. Nous utilisons des cavités Fabry-Perot en géométrie *bow-tie* planaire, or, dans la matrice de transfert, la distance focale f_i est dépendante du plan d'incidence [101] :

$$\begin{aligned} f_x &= \frac{R \cos \theta}{2} \\ f_y &= \frac{R}{2 \cos \theta} \end{aligned} \quad (2.13)$$

avec R le rayon de courbure du miroir et θ l'angle d'incidence. Cela permet d'écrire la matrice de transfert $T_{M,i}$ d'un miroir,

$$T_{M,i} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_i} & 1 \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

et la matrice de transfert du parcours d'une distance d ,

$$T_d = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.15)$$

Lorsque l'on multiplie l'ensemble des matrice de transfert composant la cavité Fabry-Perot, on obtient la matrice de transfert totale

$$T_i = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}. \quad (2.16)$$

On peut ainsi calculer le *waist* $w_{0,i}$ de la cavité et le rayon du faisceau $w_i(z)$ en fonction de la distance z par rapport au point de départ du calcul de la matrice $ABCD$:

$$\begin{aligned} w_{0,i} &= \sqrt{\frac{\lambda_0}{z_R \pi}} \\ w_i(z) &= w_{0,i} \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \end{aligned} \quad (2.17)$$

où z_R est la partie imaginaire du rayon de courbure complexe. Ainsi, dans le type de cavité Fabry-Perot dont nous nous servons, le mode fondamental se propageant est elliptique. Il faut noter que les matrices de transfert permettent seulement une propagation du faisceau. Mais toute modification du faisceau par un système optique demande de recalculer la matrice de transfert dans son plan avant de continuer à propager la faisceau avec la nouvelle matrice obtenue.

2.2.3 Optimisation géométrique

La recherche d'une grande stabilité mécanique induit la réduction de la quantité de composants. Bien que la configuration à deux miroirs semble la plus intuitive, elle a des limitations. Ses conditions de stabilité limitent la focalisation du faisceau laser, on ne peut pas non plus modifier sa longueur sans avoir un impact sur la taille transverse du mode résonant.

La forme retenue, dans le but d'avoir une stabilité optimale, est la forme en « nœud papillon » (*bow-tie* en anglais) à quatre miroirs [102, 103] représentée en Fig. 2.9. Elle est composée de deux miroirs plans dont l'un est le miroir d'entrée et deux miroirs concaves. Dans les cavités à quatre miroirs, la longueur caractéristique est directement un tour complet. On retrouve ainsi souvent le terme $2L$ dans la littérature correspondant en réalité à un tour complet pour le faisceau laser, nous utiliserons ici un simple L pour parler de cette longueur. Ce type de cavité

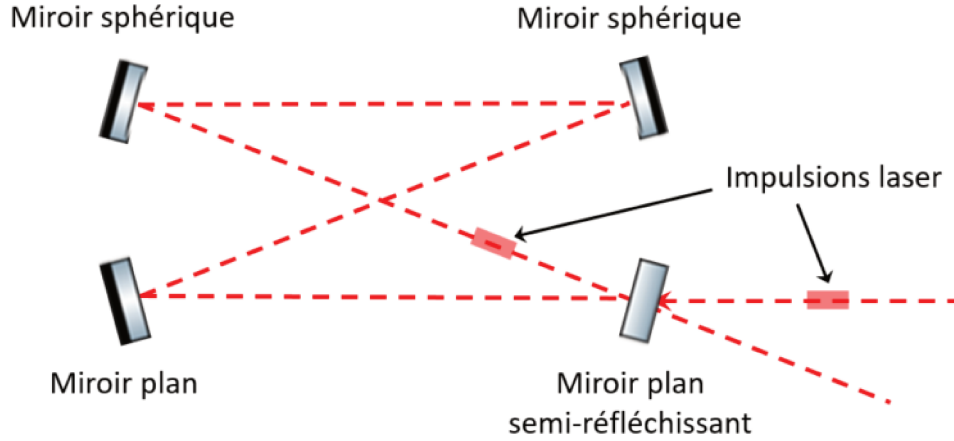


FIGURE 2.9: Schéma d'une cavité Fabry-Perot à quatre miroirs en géométrie *bow-tie* et en mode pulsé.

planétaire présente deux *waist*, l'un entre les miroirs plans et le second entre les miroirs sphériques. La Fig. 2.10 montre le rayon en $1/e^2$ du faisceau le long d'un tour de la Cavité ThomX_{Th} (cf. Fig. 2.10). Entre les miroirs plans, la géométrie de cette cavité induit une longueur de Rayleigh de plusieurs mètres. La taille du faisceau varie de moins d'un pourcent. Il existe une premier *waist* w entre ces deux miroirs. En revanche, entre les miroirs sphériques le *waist* est bien plus petit. C'est celui-ci dont nous parlons lorsque nous utilisons le mot *waist* dans la suite de cette thèse. Une cavité à 4 miroirs en géométrie *bow-tie* offre la possibilité de rapprocher ou d'éloigner les miroirs sphériques en compensant par un déplacement des miroirs plans afin de garder la longueur totale de la cavité constante. On peut donc régler indépendamment la taille du *waist* et la longueur du chemin optique. La taille du *waist* peut être réduite jusqu'à n'être limitée que par la limite de diffraction ou la diffraction sur le bord des miroirs.

Dans le cadre de la génération de rayons X par effet Compton, la section d'interaction utile définissant le rayon du point d'interaction entre les électrons et les photons est majoritairement définie par la forme du faisceau d'électrons. La capacité à pouvoir adapter la taille de ce *waist* avec précision est donc une caractéristique technique cruciale à l'optimisation du flux de rayons X. Sur la courbe (a) de la Fig. 2.11, on peut observer la taille du *waist* en fonction de la distance entre les miroirs sphériques sur la Cavité ThomX_{Th}. Notons qu'un changement du rayon de courbure a un effet similaire au déplacement des miroirs sphériques sur le *waist*. On observe que la taille du *waist* augmente à mesure que la distance entre les miroirs augmente. On peut également noter l'apparition d'une asymptote verticale illustrant la limite de stabilité de la cavité. Pour finir, les cavités en géométrie

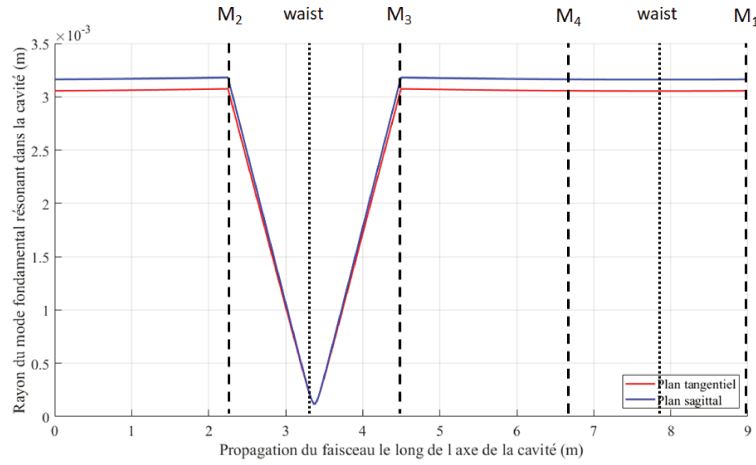


FIGURE 2.10: Rayon du mode fondamental se propageant dans la Cavité ThomX $_{Th}$ (cf. Tableau A.1 et Fig. A.3 Annexe A).

bow-tie planaire présentent généralement un mode propre elliptique. Dans le cas de celle de ThomX, on remarque un mode quasi-circulaire. Ce sont ici les faibles angles d'incidence dans la cavité qui permettent de limiter son ellipticité.

La modification de la taille du *waist* s'accompagne également d'un changement de la taille du mode résonnant dans la cavité. Cela nécessite l'adaptation du faisceau laser injecté au mode w_m de la cavité sur le miroir M_1 (cf. partie (b) de la Fig. 2.11). On observe également une asymptote verticale correspondant à la limite de stabilité de la cavité lorsque les miroirs sphériques sont trop rapprochés. L'optimisation du flux de rayons X lors de l'interaction Compton mène à réduire au maximum la taille transverse des paquets d'électrons et nous pousse ainsi vers des *waist* à la limite du système optique. Le rayon du faisceau en entrée doit donc être adapté et comme on le voit sur la Fig. 2.11 peut atteindre plusieurs centimètres. Il est recommandé de n'utiliser que 80 % du rayon de la face réfléchive des miroirs qui correspond à la partie homogène du revêtement. La conception de ces cavités se fait donc sous diverses contraintes demandant des compromis.

Enfin, le choix du rayon de courbure des miroirs sphériques et des distances les séparant se fait avec une anticipation des déformations thermo-élastiques ; celles-ci ayant tendance à augmenter le rayon de courbure des miroirs comme nous le verrons dans la section 3.1 du chapitre 3. Les incertitudes mécaniques de la conception ne doivent pas non plus être négligées. Finalement, l'installation des miroirs sur des montures motorisées est obligatoire pour choisir précisément la taille du *waist* et augmenter la luminosité de l'interaction Compton. En dernier recours, cela peut permettre de pallier à des problèmes de stabilité dus à l'apparition de résonances que nous décrirons en section 3.1.3 du chapitre 3.

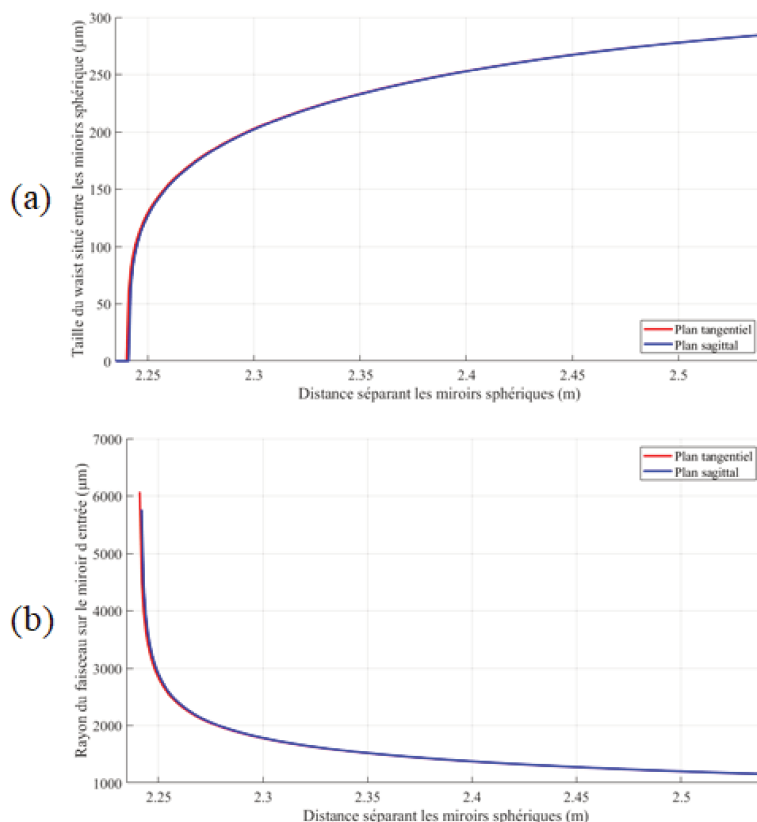


FIGURE 2.11: En (a) : Taille du *waist* de la Cavité Thom X_{Th} (cf. Tableau A.1 et Fig. A.3 Annexe A) en fonction de la distance séparant les deux miroirs sphériques. C'est la point d'interaction avec le faisceau d'électrons. En (b) : Rayon du faisceau en entrée de la cavité en fonction de la distance séparant les deux miroirs sphériques.

2.2.4 Stockage de puissance

Les miroirs diélectriques

Une cavité Fabry-Perot est un assemblage précis de miroirs. Leur réflectivité détermine les caractéristiques de la cavité comme sa finesse et son gain. Aujourd'hui, les miroirs les plus performants dans l'infra-rouge possèdent des revêtements diélectriques. Ces miroirs disposent de plusieurs avantages. Ils permettent d'atteindre des coefficients de réflexion supérieurs à 99,999 %, ils sont durs, résistants et immuables en comparaison de revêtements comme l'aluminium qui s'oxydent au fil des années et perdent en réflectivité. Comme montré en Fig. 2.12, les miroirs sont composés d'un substrat et de nombreuses couches empilées faites de deux matériaux diffé-

rents. Dans notre cas, nous utilisons du SiO_2 et du Ta_2O_5 . Le premier possède un faible indice de réfraction tandis que celui du deuxième est élevé. L'épaisseur des couches est égale à $\lambda_0/(4n_m(\lambda_0))$ avec l'indice de réfraction du matériau $n_m(\lambda_0)$ où $m = SiO_2, Ta_2O_5$. À chaque fois que le faisceau traverse une épaisseur de couche, il se déphase proportionnellement à l'épaisseur et l'indice de réfraction de la couche traversée, ici $-\pi/2$ [104]. De plus, lorsqu'une réflexion a lieu sur un milieu d'indice de réfraction plus élevé que celui traversé, le déphasage est de $-\pi$. Finalement, les réflexions sont en interférences constructives tandis que les transmissions sont destructives. Augmenter le nombre de couches permet d'augmenter la réflectivité du miroir. Il faut également noter qu'il y a souvent une couche de SiO_2 de protection, d'épaisseur $\lambda_0/2n_m(\lambda_0)$ entre la première couche du revêtement en Ta_2O_5 et le milieu ambiant. Cette couche permet également d'ajuster le retard de phase entre les deux axes de polarisation du faisceau d'incidence s et p respectivement perpendiculaire et contenu dans le plan d'incidence [105] (cf. section 2.2.7).

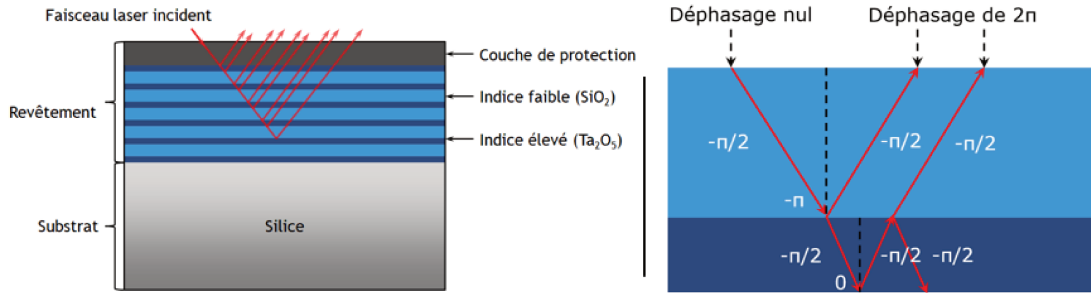


FIGURE 2.12: À gauche : Schéma en coupe d'un miroir diélectrique. À droite : agrandissement de deux couches et ajout de l'information sur le déphasage du faisceau ($-\pi/2$ en traversant une couche et $-\pi$ ou 0 lors de la réflexion selon les indices de réfraction). n_1 et n_2 les indices de réfraction respectivement du Ta_2O_5 et du SiO_2 .

Les performances des miroirs sont définies par leurs coefficients de réflexion r , d'absorption a , de diffusion s (s pour *scattering*, diffusion en anglais) et de transmission t . Ces coefficients sont reliés au champ électro-magnétique du faisceau laser et sont complexes. Il est nécessaire de calculer le module carré pour obtenir les coefficients en fonction de l'intensité du faisceau. On a alors $R = rr^*$, $A = aa^*$, $S = ss^*$, $T = tt^*$. La conservation de l'énergie nous permet alors de donner la relation $R + T + (A + S) = 1$. Les coefficients d'absorption et de diffusion sont généralement mesurés après dépôt du revêtement, leurs valeurs dépendant de la qualité de la technique de dépôt. La diffusion peut par exemple être quantifiée avec une mesure de luminosité dans une salle sans lumière. L'absorption peut être

quantifiée avec une mesure par effet mirage (cf. section 3.2.1 chap. 3).

Expression du champ dans une cavité quatre miroirs

Considérons maintenant que le critère de stabilité (cf. Equ. 2.10) est respecté. Le mécanisme décrivant en détail l'accumulation des impulsions dans une cavité Fabry-Perot est traité dans la Réf. [106]. Définissons le système afin de calculer l'expression du champ intra-cavité. Nous utilisons une cavité Fabry-Perot plane à quatre miroirs comme défini dans la section 2.2.3.

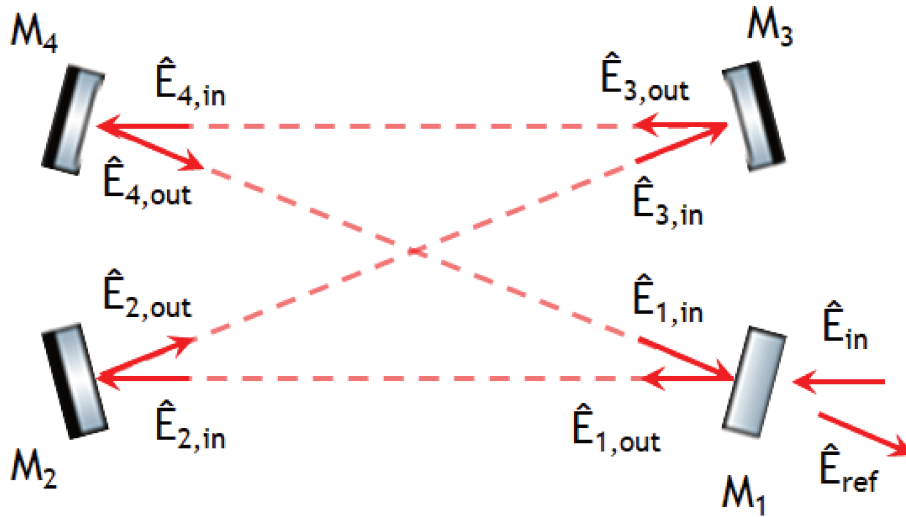


FIGURE 2.13: Schéma d'une cavité Fabry-Perot plane à quatre miroirs. Les champs incident \hat{E}_{in} , intra-cavité \hat{E}_{cav} , transmis $\hat{E}_{trans,2,3,4}$ et réfléchi \hat{E}_{ref} ainsi que leur direction de propagation y sont indiqués. M_1 le miroir d'entrée, M_2 le miroir plan Haute Réflectivité (HR) et M_3 et M_4 les miroirs sphériques HR.

Les champs définis sur la Fig. 2.13 sont liés aux coefficients des miroirs détaillés précédemment. Nous utilisons la représentation fréquentielle du champ (voir Equ. 2.4 et Fig. 2.5) sur un seul élément du peigne de fréquences. On considère une onde plane monochromatique et des miroirs paraboliques parfaits (en réalité sphériques et avec des défauts de surface [107–109]) afin de simplifier le problème. Cela nous

mène aux relations suivantes sur les champs électriques [106, 110] :

$$\begin{aligned}
 \hat{E}_{1,out} &= t_1 \hat{E}_{in} + ir_1 \hat{E}_{1,in} \\
 \hat{E}_{2,in} &= \hat{E}_{1,out} \exp\left(\frac{2i\pi\nu L_1}{c}\right) \\
 \hat{E}_{2,out} &= ir_2 \hat{E}_{2,in} \\
 \hat{E}_{3,in} &= \hat{E}_{2,out} \exp\left(\frac{2i\pi\nu L_2}{c}\right) \\
 \hat{E}_{3,out} &= ir_3 \hat{E}_{3,in} \\
 \hat{E}_{4,in} &= \hat{E}_{3,out} \exp\left(\frac{2i\pi\nu L_3}{c}\right) \\
 \hat{E}_{4,out} &= ir_4 \hat{E}_{4,in} \\
 \hat{E}_{1,in} &= \hat{E}_{4,out} \exp\left(\frac{2i\pi\nu L_4}{c}\right) \\
 \hat{E}_{ref} &= t_1 \hat{E}_{1,in} + ir_1 \hat{E}_{in}
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

où L_i est la longueur entre le miroir M_i et le suivant dans le sens de propagation conforme à la Fig. 2.13, ν la fréquence optique et le terme $2i\pi\nu L_i/c$ correspond au déphasage induit par la propagation du faisceau. On trouve alors la formule du champ électrique intra-cavité $\hat{E}_{1,out}$ et du champ réfléchi \hat{E}_{ref} en fonction du champ incident :

$$\begin{aligned}
 \hat{E}_{1,out} &= \hat{E}_{in} \left(\frac{t_1}{1 - \rho e^{\frac{2i\pi\nu L}{c}}} \right) \\
 \hat{E}_{ref} &= i \hat{E}_{in} \left(\frac{r_1 - \frac{\rho}{r_1} (1 - L_1) e^{\frac{2i\pi\nu L}{c}}}{1 - \rho e^{\frac{2i\pi\nu L}{c}}} \right)
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

avec $\rho = r_1 r_2 r_3 r_4$, on trouve alors la formule de la puissance P_{cav} dans la raie m

2.2. Les Cavités Fabry-Perot

circulant dans la cavité :

$$\begin{aligned}
 P_{cav} &= |\hat{E}_{1,out} \hat{E}_{1,out}^*| \\
 P_{cav}(\nu_m) &= P_{in}(\nu - \nu_m) \frac{t_1^2}{(1 + \rho)^2 - 2\rho \cos\left(\frac{2\pi\nu L}{c}\right)} \\
 P_{cav}(\nu_m) &= P_{in}(\nu - \nu_m) \left(\frac{t_1^2}{(1 - \rho)^2} \frac{1}{1 + \frac{4\rho}{(1-\rho)^2} \sin^2\left(\frac{\pi\nu L}{c}\right)} \right) \quad (2.20) \\
 P_{cav}(\nu_m) &= P_{in}(\nu - \nu_m) \left(\frac{G_{max}}{1 + \frac{4\rho}{(1-\rho)^2} \sin^2\left(\frac{\pi\nu L}{c}\right)} \right)
 \end{aligned}$$

avec ν_m la fréquence des raies optiques m et l'on trouve le terme de gauche correspondant au gain en puissance d'une cavité Fabry-Perot $G_{max} = t_1^2/(1 - \rho)^2$. Pour que le mode soit résonant, il faut que $\pi\nu L/c = l\pi$ avec l un entier. Cette condition permet d'écrire :

$$\nu_l = \frac{lc}{L} = lISL \quad (2.21)$$

où ISL est l'Intervalle Spectral Libre (appelé FSR, Free Spectral Range en anglais). Cet intervalle est lié à la longueur de la cavité et correspond à la fréquence de répétition que doit prendre l'oscillateur laser pour qu'il puisse être résonant. Son inverse correspond au temps mis par une impulsion laser pour faire un tour dans la cavité. Cette condition de résonance peut être reliée avec la CEP de l'impulsion (cf. Equ. 2.2). Lorsque la fréquence de répétition de l'oscillateur laser est égale à la valeur correspondante au mode fondamental de la cavité Fabry-Perot, la CEP doit être optimisée spécifiquement afin d'améliorer le couplage (cf. section 2.2.7). On représente l'optimisation de la f_{rep} et de la CEP d'un oscillateur laser sur la Fig. 2.14. On observe en rouge le peigne des raies des impulsions laser émises par un oscillateur laser et en noir les résonances d'une cavité d' ISL 33,33 MHz comme ThomX. En (a), la distance séparant les différentes raies des impulsions n'est pas la même que celle séparant les résonances de la cavité. La raie principale des impulsions n'est pas non plus centrée sur une résonance. En (b), la f_{rep} des impulsions est accordée avec l' ISL de la cavité. En (c) la CEP $\Delta\phi_{CE}$ des impulsions est accordée pour que la raie principale du spectre laser soit centrée sur une fréquence de résonance de la cavité Fabry-Perot. Finalement, en (d), f_{rep} et $\Delta\phi_{CE}$ sont ac-

cordées. Toutes les raies résonnent dans la cavité, c'est la *résonance principale*, la condition de résonance est vérifiée.

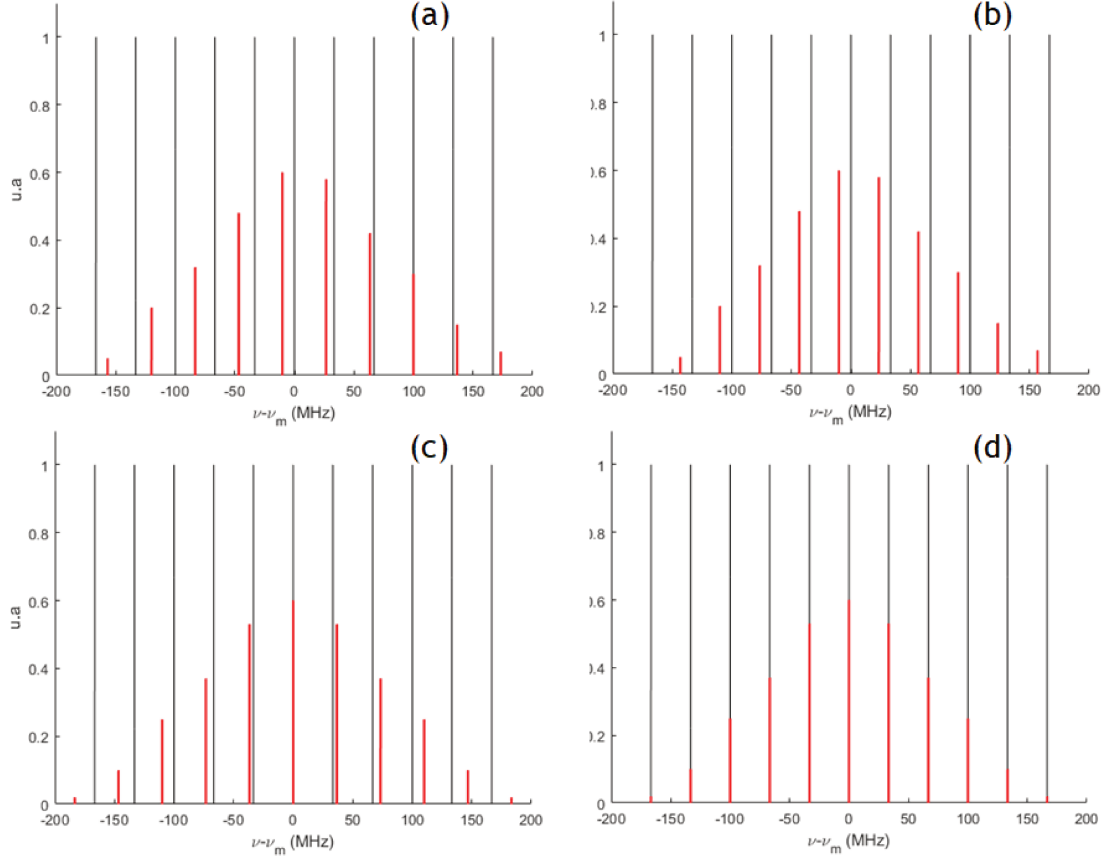


FIGURE 2.14: Schéma de la répartition en fréquence des raies optiques m de fréquence ν_m du champ électrique d'une impulsion laser comparé au spectre optique d'une cavité Fabry-Perot d' ISL 33,33 MHz en fonction de la fréquence de répétition f_{rep} et de la CEP de son oscillateur. En noir : Spectre d'une cavité Fabry-Perot. En rouge : Spectre du champ électro-magnétique d'une impulsion laser. (a) f_{rep} et CEP non accordées. (b) f_{rep} accordée. (c) CEP accordée. (d) f_{rep} et CEP accordées.

La généralisation de l'Equ. 2.21 sur un faisceau gaussien décrit par l'Equ. 2.7 donne [111] :

$$\nu_l = ISL \left(l + \frac{\psi_x(L) + \psi_y(L)}{2\pi} \right) \quad (2.22)$$

avec $\psi_x(z) = (m + 1/2) \arctan(z/z_{R,x})$ et $\psi_y(z) = (n + 1/2) \arctan(z/z_{R,y})$ la phase

de Gouy du faisceau gaussien suivant les axes tangential et sagittal. Tous les modes transverses m et n peuvent exister pour un mode longitudinal l donné. Comme la forme du mode fondamental de la cavité est elliptique, les modes résonants le sont aussi. n et m sont donc rarement égaux et des modes tels que $m = 27$ et $n = 11$ ont déjà été observés (cf. section 3.1.3 chap. 3). Mais lorsque la valeur $m + n$ est la même, la fréquence de résonance de ces modes est très proche. Par exemple un mode (0,3) est sensiblement à la même fréquence de résonance qu'un mode (1,2) ou (3,0). On remarque que ψ_x et ψ_y dépendent de la longueur de Rayleigh respectivement $z_{R,x}$ et $z_{R,y}$ du faisceau. La cavité Fabry-Perot est planaire et les modes de forme elliptique, cela explique donc la différence de fréquences entre deux mode de même ordre n plus m avec n différent de m .

2.2.5 Caractérisation de la finesse d'une cavité

Nous avons défini dans l'Equ. 2.20 l'expression de la puissance circulant dans une cavité Fabry-Perot conformément aux hypothèses faites en début de section 2.2.4. Cela nous a permis de faire apparaître le gain maximum G_{max} . La rugosité et la courbure des surfaces des miroirs n'étant pas homogènes, l'absorption et ainsi la réflectivité varient en fonction de l'axe du mode fondamental dans la cavité. De plus, les cavités de haute finesse sont particulièrement sensibles à la présence de pollutions (cf. section 3.2 chap. 3) et les valeurs mesurées peuvent ainsi changer durant l'installation du montage. Cela rend le calcul du gain maximum fait en section 2.2.4 difficile à vérifier (cf. section 3.1.5 chap. 3). Nous allons donc nous attarder sur une propriété de la cavité permettant de mesurer ce que l'on appelle la finesse et d'en déduire une mesure du gain G_{max} .

Les résonances d'une cavité Fabry-Perot (cf. Fig. 2.14) correspondent aux fréquences de répétition pour lesquelles les impulsions issues d'un oscillateur laser pourront s'y accumuler. Un agrandissement d'une courbe de résonance de la Fig. 2.14, montré en Fig. 2.15 permet d'observer la largeur de raie $\Delta\nu$. Celle-ci est reliée à l'Equ. 2.20 par la relation suivante :

$$P_{cav}^m \left(\nu_m + \frac{\Delta\nu}{2} \right) = \frac{G}{2} P_{in}^m \left(\nu - \nu_m - \frac{\Delta\nu}{2} \right) \quad (2.23)$$

avec P_{cav}^m la puissance intra-cavité après le miroir M_1 . On a alors :

$$\Delta\nu = \frac{1-\rho}{\pi\sqrt{\rho}} ISL. \quad (2.24)$$

On remarque alors le terme $\frac{1-\rho}{\pi\sqrt{\rho}}$ qui permet de caractériser une cavité Fabry-Perot en fonction des paramètres des miroirs. On note également la dépendance de $\Delta\nu$

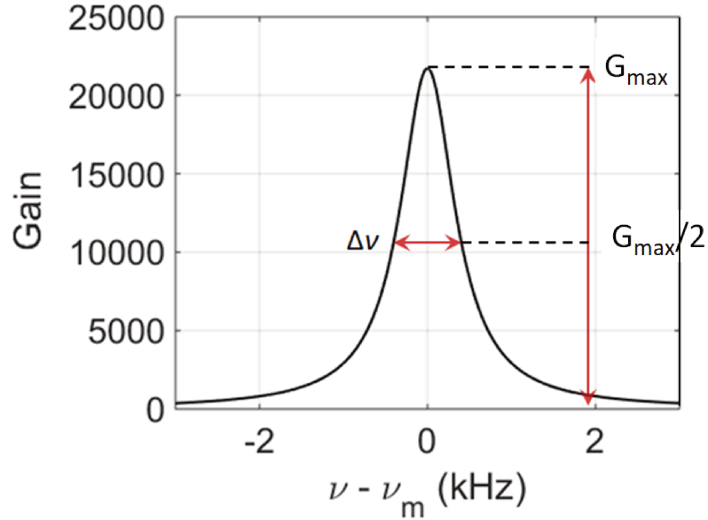


FIGURE 2.15: Détail d'une courbe de résonance de la Cavité Thom X_{Th} . $\Delta\nu$ est la largeur à mi-hauteur de la courbe et G_{max} le gain maximum atteint dans cette cavité.

en l'inverse de la longueur de la cavité. La largeur de raie des cavités Fabry-Perot courtes est donc plus grande que celle des longues. Une cavité longue rend l'accumulation des impulsions et l'asservissement de l'oscillateur laser plus difficile (cf. section 2.2.8). On définit finalement le paramètre utilisé pour estimer le gain maximum de la cavité, la finesse :

$$\mathcal{F} = \frac{ISL}{\Delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{\rho}}{1-\rho}. \quad (2.25)$$

La mesure de la largeur de raie permet directement de calculer la finesse d'une cavité. Celle-ci est reliée au gain maximum $G_{max} = \frac{T_1}{(1-\rho)^2}$ par la transmission du miroir d'entrée qui est pour nos cavités de plus de 100 ppm. On obtient :

$$G_{max} = \frac{T_1\mathcal{F}^2}{\pi^2\rho}. \quad (2.26)$$

Or, la présence de pollutions sur la surface des miroirs est la principale limitation à l'utilisation des coefficients mesurés après leur fabrication. Mais les pollutions ont un impact faible sur la transmission (quelques pourcents de 100 ppm) contrairement à l'absorption et la diffusion qui sont proches du ppm. La mesure de la finesse d'une cavité permet donc de donner une bonne estimation de son gain maximum G_{max} lorsque la transmission du miroir d'entrée est connue et mesurée.

2.2.6 Calcul du gain

Dans la plupart des cas, il n'est pas possible de profiter du gain maximum G_{max} d'une cavité Fabry-Perot car selon les caractéristiques de miroirs de la cavité, une partie du faisceau sera réfléchi sur la cavité. Le gain mesuré G sera donc différent du gain maximum de la cavité G_{max} . C'est dû à l'*accord d'impédance*. Pour comprendre son origine, définissons la réflexion r_{ref} de la cavité par $\hat{E}_{ref} = ir_{ref}\hat{E}_{in}$ à partir des Equ. 2.18. On a alors [110] :

$$r_{ref}(\delta\nu) = \frac{r_1 - \frac{\rho}{r_1}(1 - L_1)e^{\frac{2i\pi L\delta\nu ISL}{c}}}{1 - \rho e^{\frac{2i\pi L\delta\nu ISL}{c}}}. \quad (2.27)$$

On représente maintenant la partie réelle et la phase et l'amplitude du coefficient de réflexion pour la Cavité ThomX $_{Th}$ sur la Fig. 2.16 (cf. Tableau A.1 Annexe A). On constate qu'à proximité de la résonance, la phase change de signe et la courbe est linéaire. Ces deux caractéristiques seront utilisées comme point de repère du système d'asservissement (cf. section 2.2.8). Quant à l'amplitude représentant directement l'intensité du faisceau réfléchi, on remarque qu'elle diminue fortement à la résonance mais sans atteindre une intensité nulle. Cela est dû au choix des coefficients des miroirs de la cavité qui la place dans une configuration où un couplage de 100 % n'est pas possible (cf. section 2.2.7).

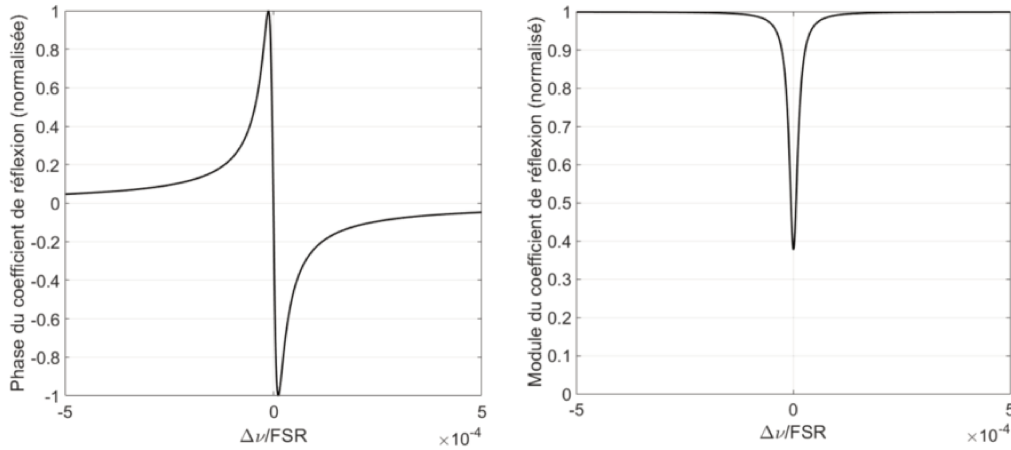


FIGURE 2.16: À gauche : Partie imaginaire du coefficient de réflexion pour la Cavité ThomX $_{Th}$ (finesse de 42300). À droite : Partie réelle du coefficient de réflexion de la même cavité.

Commençons par calculer le gain G dans le cas où le faisceau incident à la cavité Fabry-Perot est parfaitement aligné et dimensionné pour correspondre au mode

fondamental (cf. Equ. 2.19). Pour le calculer, on commence par déterminer l'expression de P_{ref}/P_{in} [36] en utilisant la conservation de l'énergie. On pose P_{ref} la puissance réfléchie, P_{trans} la puissance transmise et $P_{(A+S)}$ la puissance perdue par absorption et diffusion,

$$P_{ref} + P_{trans} + P_{(A+S)} = P_{in}, \quad (2.28)$$

on pose \mathcal{L} la somme des pertes de la cavité par diffusion, absorption et transmission. On a alors,

$$\begin{aligned} P_{ref} + P_{cav}\mathcal{L} &= P_{in}, \\ \frac{P_{ref}}{P_{in}} &= 1 - \frac{P_{cav}}{P_{in}}\mathcal{L}, \end{aligned} \quad (2.29)$$

où P_{cav} est la puissance intra-cavité et $P_{cav}/P_{in} = G$. On obtient finalement :

$$G\mathcal{L} = 1 - \frac{P_{ref}}{P_{in}}. \quad (2.30)$$

L'Equ. 2.30 montre que les coefficients des miroirs de la cavité définissent le gain et les pertes de la cavité. Le gain G dépend donc de la proportion du faisceau se réfléchissant sur le miroir d'entrée.

2.2.7 Couplage

Dans la réalité, si le faisceau laser incident n'est pas accordé au mode résonant dans la cavité Fabry-Perot, une partie du faisceau ne se couple pas à la cavité et est réfléchi par le miroir d'entrée, c'est ce que nous appelons le couplage. Il est limité par l'alignement, la polarisation, ou encore la *CEP* qui sont des paramètres à choisir et optimiser. Le gain mesuré G est donc en permanence lié au couplage limité par le couplage du faisceau incident à la cavité Fabry-Perot.

Alignement

L'alignement peut se présenter sous plusieurs formes. Premièrement, l'alignement d'un faisceau peut différer de celui de la cavité par la présence d'un déplacement transverse entre leur axe [112]. Deuxièmement, un angle d'inclinaison mène au couplage d'une partie du faisceau incident aux autres modes de la cavité. Enfin, les problèmes d'alignement peuvent aussi se caractériser par un *waist* mal adapté en taille ou en position longitudinale. Finalement, tout désalignement du faisceau

incident ou modification de l’alignement de la cavité elle-même par des effets thermiques ou mécaniques se caractérise par une diminution du couplage du faisceau incident au mode fondamental (0,0) de la cavité Fabry-Perot. Pour que la forme du faisceau incident soit adaptée au mode fondamental de la cavité, nous mettons en place un télescope composé de quatre lentilles cylindriques (deux dans le plan tangentiel et deux dans le plan sagittal). Elles permettent d’adapter la taille et la divergence du faisceau afin qu’elles correspondent au mode fondamental elliptique de la cavité Fabry-Perot. L’alignement en position et en angle du faisceau incident avec le mode fondamental de la cavité Fabry-Perot est effectué avec deux miroirs d’injection motorisés dans le plan sagittal et tangentiel. Nous nommons cet ensemble télescope plus miroirs d’injection la *ligne d’injection*.

Polarisation

La polarisation du mode fondamental d’une cavité Fabry-Perot plane est linéaire. Il est possible d’asservir un oscillateur laser sur les deux polarisations p et s . Mais la conception de la cavité peut mener à un déphasage entre ces dernières [105]. Cela peut venir d’un faible changement d’épaisseur entre les revêtements des miroirs de la cavité, d’un angle d’injection différent de l’angle nominal ou de la non planéité de la cavité.

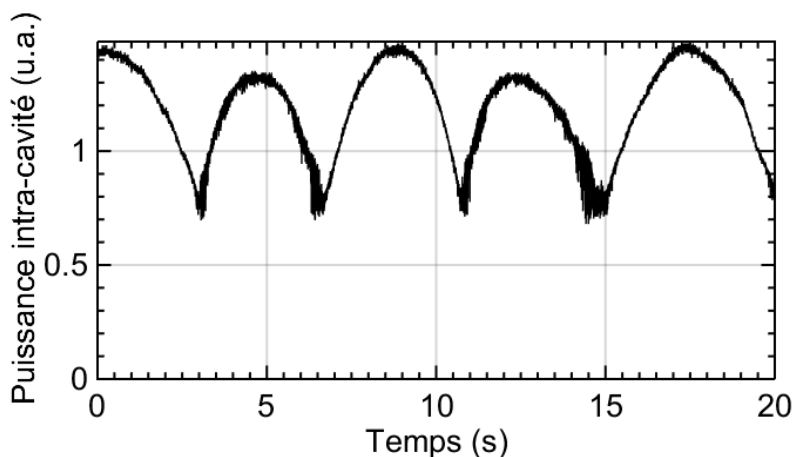


FIGURE 2.17: Mesure de la puissance moyenne transmise pendant l’asservissement de notre oscillateur sur la Cavité Test. La polarisation entrante est linéaire et nous la faisons tourner via une lame demi-onde. Les trois valeurs maximum correspondent à l’une des polarisations s et p et les quatrième et cinquième à l’autre.

Nous avons recueilli la puissance moyenne transmise par la Cavité Test pendant que l’oscillateur laser était asservi sur celle-ci (cf. Fig. 2.17). Nous avons alors procédé

à la rotation d'une lame demi-onde par laquelle passe le faisceau incident. On remarque que la puissance intra-cavité, dont la polarisation était alors optimisée, diminue jusqu'à un minimum. Puis, elle augmente de nouveau avant d'atteindre un deuxième maximum et de revenir au premier minimum. Enfin, elle retrouve sa valeur initiale. Nous en avons conclu que chacun des deux maximums correspond à une polarisation s ou p . Cela permet également de vérifier que la polarisation du faisceau incident est un paramètre critique pour l'asservissement d'une cavité Fabry-Perot et que le négliger mène à une importante perte de couplage. On utilise deux lames à retard pour adapter la polarisation du faisceau incident. Ce sont une lame quart d'onde et une lame demi onde. Cela nous permet d'accorder la polarisation linéaire de l'oscillateur laser à celle de la cavité Fabry-Perot même lorsqu'elle est elliptique.

Accord de phase

La différence de phase $\Delta\phi_{CE}$ entre la porteuse et l'enveloppe du faisceau incident sur une cavité Fabry-Perot peut, dans certains cas, réduire le couplage. En mode picoseconde, lorsque la finesse d'une cavité dépasse 5000, les variations de $\Delta\phi_{CE}$ commencent à avoir un impact non négligeable sur le couplage et donc la puissance intra-cavité. On peut voir sur la Fig. 2.18 tiré de la Réf. [113] que dans le cas d'une cavité Fabry-Perot à deux miroirs, on obtient une perte de plusieurs dizaines de pourcents lorsque la finesse est de plus de 15000. Le contrôle de la CEP se fait par la modification d'un paramètre de contrôle de l'oscillateur laser.

Résonance secondaire

Nous avons présenté l'accord du champ de l'oscillateur laser sur la fréquence et la phase de la cavité Fabry-Perot en section 2.2.4. En pratique, il est possible d'accorder les impulsions laser sur une résonance différente de la résonance principale, c'est ce que nous appelons les résonances secondaires [36]. Pour cela, il faut que la longueur de la cavité de l'oscillateur laser soit décalée d'une quantité $l\lambda_0$ avec l un entier et λ_0 la longueur d'onde du faisceau laser. On a alors,

$$L_{rep} = L + l\lambda_0 \quad (2.31)$$

avec L_{rep} la longueur de la cavité optique de l'oscillateur laser et L la longueur de la cavité Fabry-Perot.

On observe sur la Fig. 2.19 une simulation du gain maximum G_{max} de la cavité en fonction de la fréquence de répétition de l'oscillateur laser pour différentes valeurs de l . On remarque que plus l'on s'éloigne de la résonance principale, plus le gain maximum de la cavité Fabry-Perot diminue. En revanche, la largeur à mi-hauteur de la résonance de la cavité Fabry-Perot augmente. Cela signifie qu'il est plus

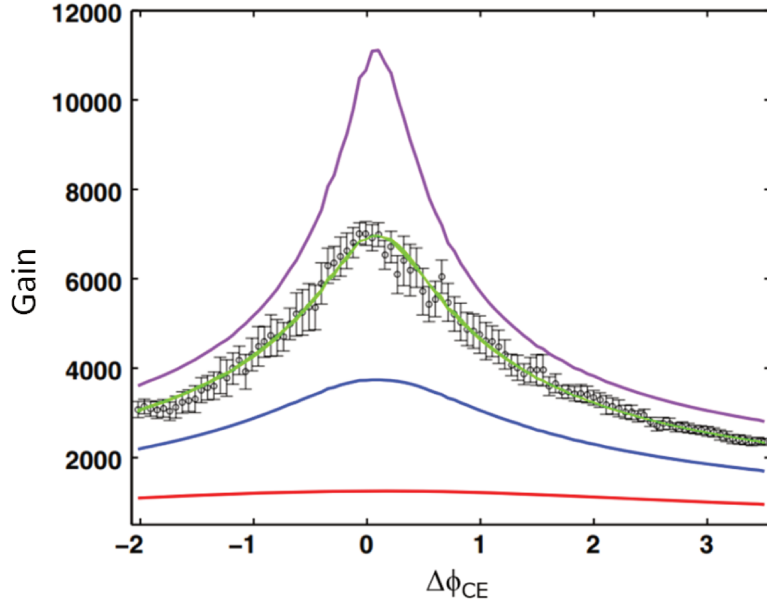


FIGURE 2.18: Gain G en fonction de la CEP $\Delta\Phi_{CE}$ du faisceau laser incident pour différentes finesesses. 5000 (rouge), 15000 (bleu), 28000 (vert), 45000 (rose). Tiré de la Réf. [113].

simple d'asservir l'oscillateur laser sur les résonances secondaires. Caractéristique que nous utilisons parfois pour effectuer des pré-réglages grossiers du gain de la boucle d'asservissement.

En Fig. 2.20, nous montrons la tension mesurée sur une photo-diode placée en transmission d'une cavité Fabry-Perot lorsque l'oscillateur laser est aligné mais n'est pas asservit sur cette dernière. De plus, le module piézo-électrique de la cavité optique de l'oscillateur laser effectue un balayage en longueur durant la mesure. La longueur de la cavité optique de l'oscillateur laser est presque égale à celle de la cavité Fabry-Perot (moins de un micron de différence) lorsque la mesure commence. On observe alors l'apparition des résonances principales (0 sur la Fig. 2.20) lorsque $l = 0$ et secondaires (1 et 2 sur la Fig. 2.20) lorsque l est respectivement égal à 1 et 2 en fonction de l'écart entre la longueur de la cavité Fabry-Perot L et la longueur de la cavité optique de l'oscillateur laser L_{rep} .

Pour conclure, on remarque dans la mesure une baisse de puissance, comme dans la simulation. L'expérience permet également de vérifier que les paramètres de gain de la boucle d'asservissement sont moins sensibles lorsque l'oscillateur laser est asservit sur une résonance secondaire que lorsqu'il l'est sur une résonance principale. Le couplage est une valeur mesurable cruciale nécessaire à l'optimisation du stockage de forte puissance moyenne dans une cavité Fabry-Perot de haute finesse. La

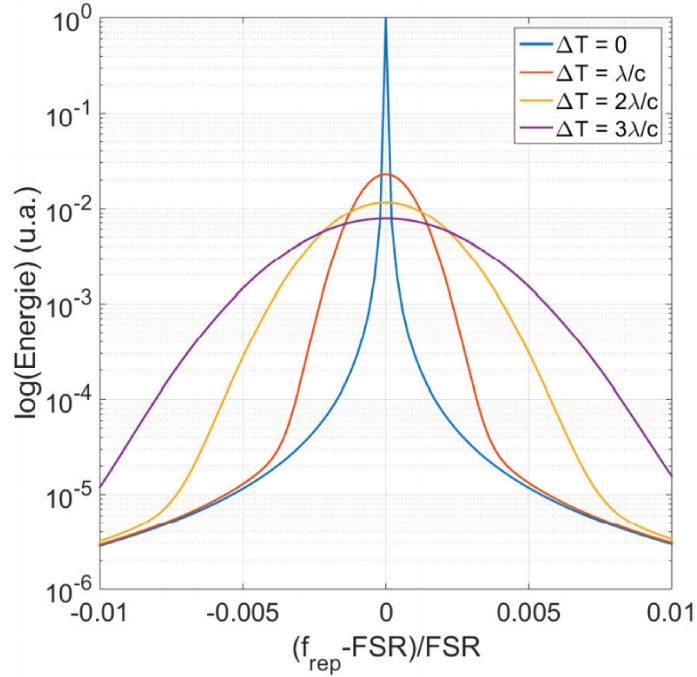


FIGURE 2.19: Simulation du gain maximum G_{max} en échelle log en fonction de f_{rep} pour différentes valeurs de ΔT . Avec FSR étant l'ISL de la cavité Fabry-Perot et ΔT la différence entre l'ISL et la fréquence de répétition f_{rep} de l'oscillateur laser. Tiré de la Réf. [36].

mesure du couplage ne peut se faire qu'une fois que l'oscillateur laser est asservi sur la résonance principale de la cavité. Celle-ci permet ainsi de vérifier, en temps réel et unes à unes, si les conditions d'accord optimales entre le faisceau laser incident et la cavité sont respectées. Mais une mesure de la puissance réfléchie ne permet pas de déterminer directement quels sont les facteurs à optimiser. En revanche, la mesure du couplage couplée à la connaissance des caractéristiques des miroirs de la cavité Fabry-Perot permet de remonter à la valeur du gain maximum G_{max} .

Optimisation du gain

Nous avons montré dans la section 2.2.5 que le choix de la réflectivité des miroirs permet de définir la finesse d'une cavité Fabry-Perot et que la finesse et le gain maximum sont liés par le coefficient de transmission T_1 du miroir d'entrée (cf. Equ. 2.26). On trouve sur la Fig. 2.21 la courbe de la finesse et du gain maximum de la Cavité ThomX T_h en fonction de ce coefficient. Les coefficients de transmission des miroirs HR sont fixes et choisis avec une transmission minimale proche de zéro

2.2. Les Cavités Fabry-Perot

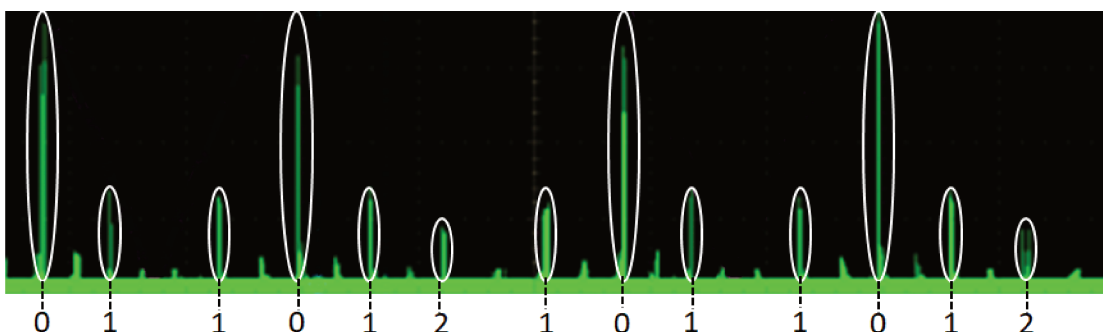


FIGURE 2.20: Capture d'écran d'oscilloscope montrant, en vert, la tension de la photo-diode placée en transmission d'un des miroirs de la cavité Fabry-Perot prise durant le balayage en longueur du module piézo-électrique de l'oscillateur laser autour de la résonance principale. Avec 0, 1 et 2 qui sont les l correspondant à la longueur de la cavité optique de l'oscillateur laser (cf. Equ. 2.31).

en comparaison du miroir d'entrée.

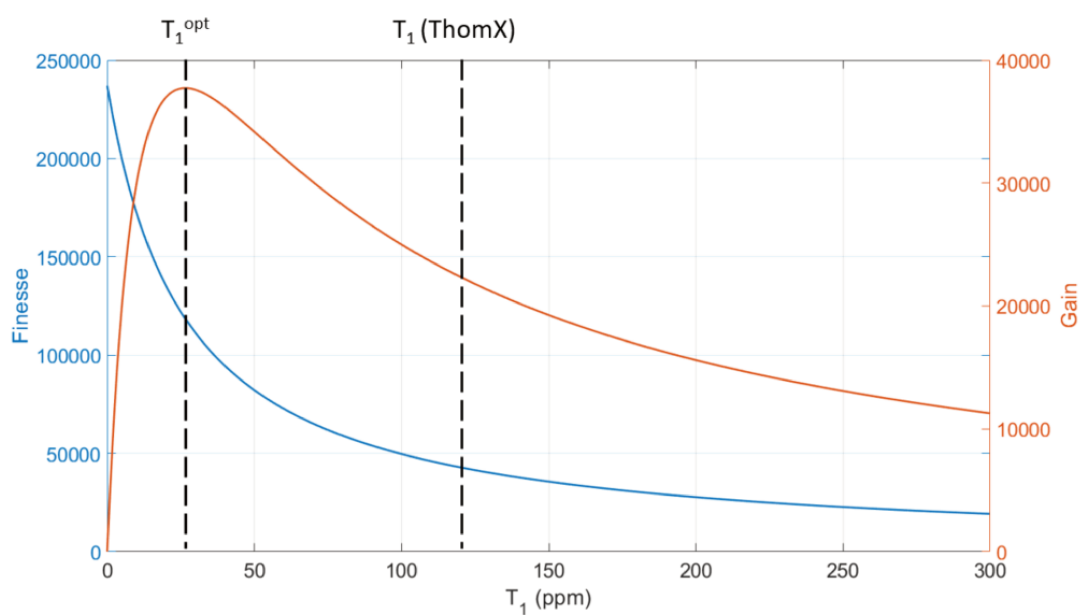


FIGURE 2.21: Courbe de la finesse et du gain maximum en fonction du coefficient de transmission du miroir d'entrée M_1 pour la Cavité ThomX $_{Th}$ (cf. Tableau A.1 et Fig. A.3 Annexe A).

La courbe correspondant à la finesse est monotone décroissante. Les cavités do-

tées des plus hautes finesses sont donc simplement celles ayant les coefficients de réflexion les plus élevés. En revanche, on observe que la courbe du gain n'est pas monotone. On en déduit qu'il existe une valeur optimale du coefficient de transmission du miroir d'entrée permettant d'obtenir un gain optimal. C'est lorsque T_1 équivaut à la somme des pertes de la cavité et des transmissions des autres miroirs. Les cavités dans cette configuration disposent donc d'un couplage théorique atteignable de 100 %, elles sont en *couplage optimal*. Dans cette condition, la puissance réfléchie lorsque la cavité est correctement asservie est théoriquement nulle, c'est l'*accord d'impédance*, on a alors (cf. Equ. 2.30) l'équation suivante pour laquelle la transmission T_1 est égale à T_1^{opt} :

$$G\mathcal{L} = 1. \quad (2.32)$$

Comme nous l'avons vu précédemment, aucune de nos cavités n'est en couplage optimal. Nous avons choisi une configuration en *sur-couplage* ce qui veut dire que T_1 est plus grand que T_1^{opt} . De manière opposée, lorsque T_1 est plus petit que T_1^{opt} , une cavité est dite en *sous-couplage*.

Bien que l'intuition mène au choix du couplage optimal, plusieurs arguments vont dans le sens contraire. Premièrement, comme on peut le voir sur la Fig. 2.21, la conception d'une cavité en couplage optimal implique une grande précision sur la valeur du coefficient de transmission T_1 . En sous-couplage, l'impact d'un changement de la transmission de T_1 a un impact plus important sur le gain qu'en sur-couplage. La position la plus stable des trois est donc le sur-couplage. Le choix du gain de la cavité s'articule autour des valeurs de T_1 et \mathcal{F} choisies. Lorsque les coefficients de réflexion sont proches de 1, on peut écrire l'Equ. 2.26 selon la formule suivante :

$$G \approx T_1 \frac{\mathcal{F}^2}{\pi^2}. \quad (2.33)$$

Comme montré dans l'Equ. 2.24, la finesse est inversement proportionnelle à la largeur spectrale des raies, il faut donc choisir une valeur suffisamment faible pour que le système d'asservissement soit capable d'asservir l'oscillateur laser sur la cavité. On choisit ensuite T_1 le plus grand possible en fonction des autres pertes des miroirs afin d'obtenir la valeur de finesse recherchée et le gain maximal.

Pour finir, en choisissant une valeur de T_1 correspondant au sur-couplage, on augmente le rapport des pertes du miroir d'entrée sur l'ensemble des autres miroirs. Ainsi, le changement du miroir d'entrée par un autre permet de modifier notamment la largeur de raie, la finesse et le gain maximum de la cavité et cela sans changer les autres miroirs. Les coûts et la simplicité de cette modification font du sur-couplage un mode de fonctionnement avantageux.

2.2.8 Système d'asservissement

Nous avons détaillé en section 2.2.5 l'équation du gain maximum G_{max} et en Fig. 2.15 son lien avec la largeur de raie. Si nous prenons l'exemple de la Cavité ThomX $_{Th}$, la fréquence de répétition f_{rep} est de 33,33 MHz (cf. Fig. 2.15) pour un gain maximum G_{max} de 21700 (cf. Fig. 2.21). Une variation de la fréquence de répétition Δf_{rep} de $\Delta\nu/2$ induit un changement du gain G mesuré d'un facteur 1/2. Ceci est ici considéré comme étant la variation maximale de fréquence de répétition tolérable pour asservir cette cavité Fabry-Perot et nous le calculons avec la formule suivante [90] :

$$\Delta f_{rep} = \frac{f_{rep}}{2\pi m_0 G} \quad (2.34)$$

avec m_0 le mode longitudinal correspondant à la longueur d'onde λ_0 ,

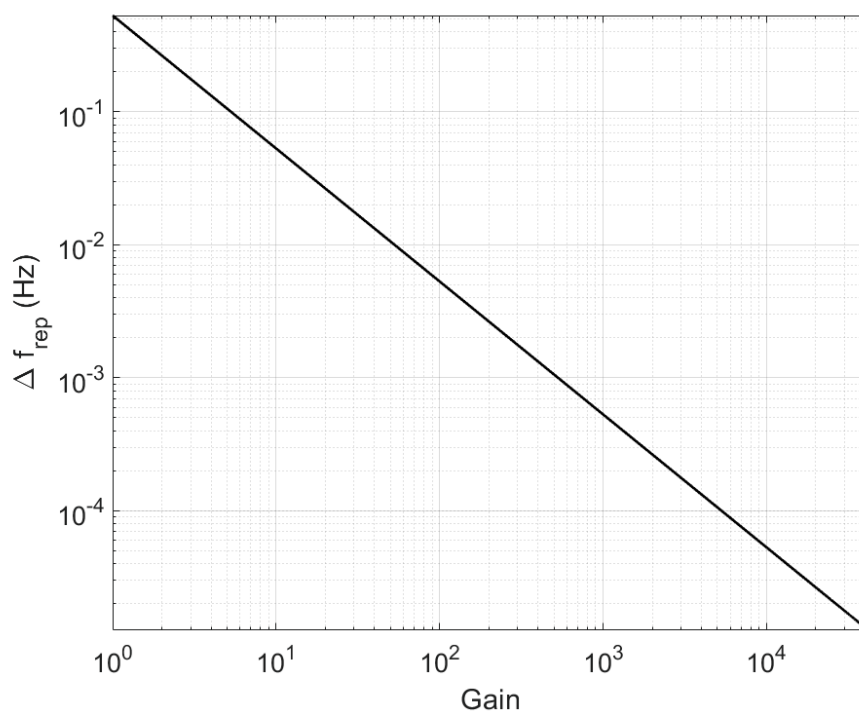


FIGURE 2.22: Courbe représentant la valeur du gain en fonction de l'écart de fréquence par rapport à la fréquence de répétition correspondant à l'ISL de la Cavité ThomX $_{Th}$ à mi-hauteur de la courbe de gain (cf. Fig. 2.15).

$$m_0 = \frac{\nu_0 L}{c}. \quad (2.35)$$

On trace en Fig. 2.22 la variation maximale Δf_{rep} à mi-hauteur de la courbe de gain en fonction du gain maximum. Dans le cas de la Cavité ThomX_{Th}, d'un gain maximum G_{max} de 21700 et d'une fréquence de répétition f_{rep} de 33,33 MHz, on obtient une valeur inférieure à 10^{-4} . Le rapport $\Delta\nu/\nu$ montre la nécessité d'une précision relative de l'ordre de 10^{-12} . C'est pourquoi différentes techniques d'asservissement d'oscillateur laser vers desavit  Fabry-Perot ont été développées [97, 114–118]. Nous avons choisi d'utiliser la méthode d'asservissement de Pound, Drever et Hall décrite ici.

Ce niveau de contrôle implique que les variations de longueur dues aux effets thermiques ou aux vibrations sont perçues par le système d'asservissement. Dans le cas de ThomX, nous utilisons une stabilisation en température d'une climatisation à ± 1  C. Concernant la stabilité mécanique, l'essentiel est de réduire l'impact des vibrations qui se transmettent par le sol ou par l'air. Les vibrations induites par les sons d'une conversation, les pas d'une personne ou encore la fermeture d'une porte suffisent parfois à déstabiliser le système d'asservissement et ainsi générer une perte de la puissance stockée. Dans le but de réduire l'impact de ces bruits, la Cavité ThomX est disposée sur une table en marbre de six tonnes et protégée par un capot. La table en marbre diminue la propagation des vibrations de basse fréquence par le sol tandis que le capot protège laavit  des bruits se transmettant par l'air.

La technique Pound-Drever-Hall

L'asservissement par la méthode Pound-Drever-Hall [96, 97, 115] a été mis au point en 1983 dans le cadre du développement de la technologie des détecteurs interférométriques d'ondes gravitationnelles. En pratique, l'un des miroirs de laavit  des oscillateurs laser est doté d'une platine de translation et d'un module piézo-électrique. La platine est utilisée afin d'accorder la fréquence de répétition f_{rep} de l'oscillateur laser à la fréquence de résonance ISL de laavit  Fabry-Perot. Le module piézo-électrique est quant à lui utilisé par le système d'asservissement afin de maintenir la fréquence de répétition accordée à laavit  suivant les variations de longueurs dues à l'environnement.

Pour accorder l'oscillateur sur laavit  on utilise la réflexion du faisceau incident sur le miroir d'entrée. Si la puissance réfléchie augmente, c'est que la longueur de laavit  Fabry-Perot ou la puissance laser incidente ont changé. Une mesure de puissance ne permet donc pas de savoir si laavit  Fabry-Perot s'est allongée ou raccourcie. Nous avons vu en Fig. 2.16 que la phase du coefficient de réflexion change de signe à la résonance. L'information sur le sens de déplacement est donc

contenue dans la phase du champ réfléchi. Mais la puissance réfléchie est le module du champ électro-magnétique et l'information sur sa phase est donc perdue. R. V. Pound, R. Drever, et J. L. Hall ont proposé de moduler la fréquence de l'onde incidente à une fréquence Ω [96, 97, 119]. Les composantes de l'onde réfléchie interférant entre elles, on observe l'apparition d'un *battement*. Il est alors possible de déterminer le sens dans lequel la fréquence de répétition de l'oscillateur laser doit être modifiée.

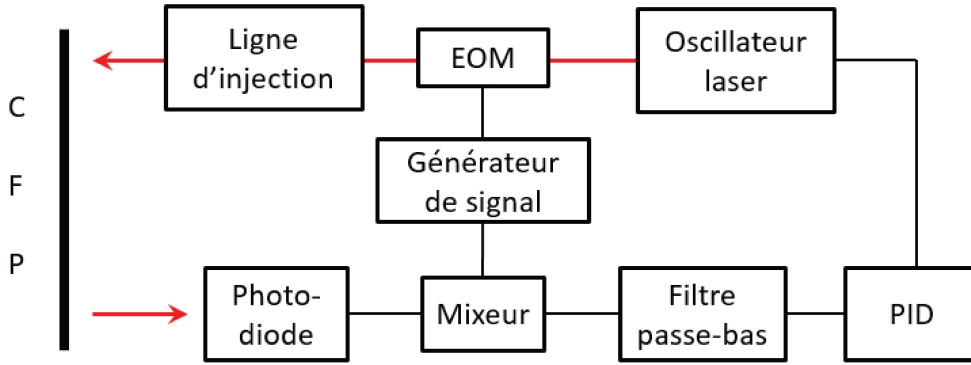


FIGURE 2.23: Schéma fonctionnel du montage du système d'asservissement par la méthode PDH. CFP pour Cavité Fabry-Perot et PID pour régulateur Proportionnel Intégral et Dérivé.

Pour générer la modulation, on utilise un Modulateur Electro-Optique (EOM, cf. Fig. 2.23), fibré dans notre cas. La modulation du signal a pour effet de générer une infinité de bandes latérales de pulsation $\omega \pm n\Omega$, de part et d'autre de l'impulsion pour chaque raie de l'impulsion laser. Avec la pulsation ω avant modulation et n un entier (cf. Fig. 2.24).

Il faut prendre en compte que la modulation réduit l'intensité du signal utile incident de la cavité. Nous réduisons donc la profondeur de modulation au maximum de la capacité du système d'asservissement. Dans le cas d'un faisceau laser incident continu, les équations suivantes tirées de la Réf. [120] sont valables :

$$\begin{aligned} \hat{E}_{in} &= E_0 \exp(i[\omega t + \phi \sin(\Omega t)]) \\ &\approx E_0 [J_0(\phi) e^{i\omega t} + J_1(\phi) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\phi) e^{i(\omega-\Omega)t}] \end{aligned} \quad (2.36)$$

avec les $J_n(\phi)$ les fonctions de Bessel d'ordre n . De même que pour l'onde incidente, l'onde réfléchie est modulée. Nous utilisons l'expression du coefficient de réflexion de la cavité Fabry-Perot donné par l'Equ.2.27 pour calculer le champ et la puissance

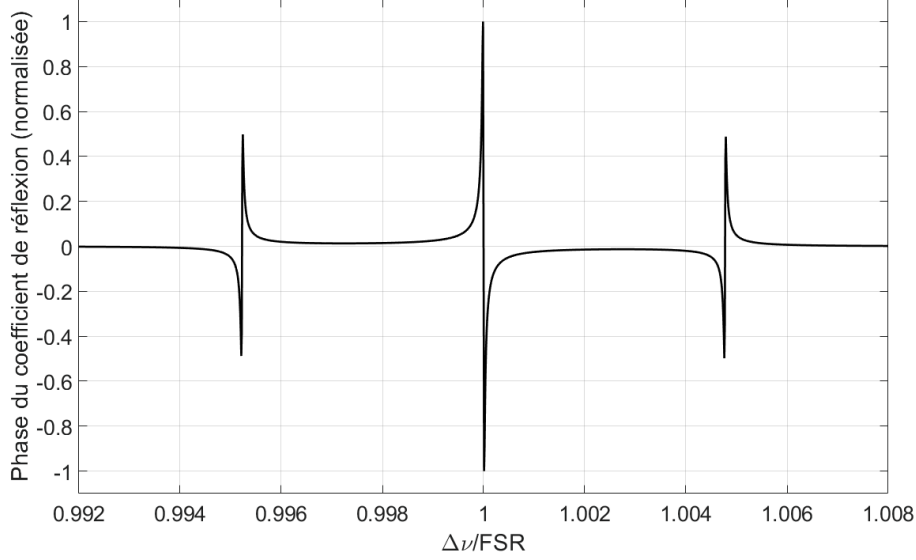


FIGURE 2.24: Phase du coefficient de réflexion utilisée pour le signal d'erreur PDH de la Cavité Thom X_{Th} de finesse 42300 modulé à 1 MHz par un EOM.

de l'onde réfléchie :

$$\hat{E}_{ref} = \hat{E}_0[r_{ref}(\omega)J_0(\phi)e^{i\omega t} + r_{ref}(\omega + \Omega)J_1(\phi)e^{i(\omega+\Omega)t} - r_{ref}(\omega - \Omega)J_1(\phi)e^{i(\omega-\Omega)t}] \quad (2.37)$$

$$P_{ref} = P_{por}|r_{ref}(\omega)|^2 + P_{lat}[|r_{ref}(\omega + \Omega)|^2 + |r_{ref}(\omega - \Omega)|^2] + 2\sqrt{P_{por}P_{lat}}[Re(\alpha r_{ref}(\omega, \Omega))\cos(\Omega t) + Im(\alpha r_{ref}(\omega, \Omega))\sin(\Omega t)] \quad (2.38)$$

avec P_{por} et P_{lat} les puissances respectives de l'onde porteuse et des bandes latérales (comprenant les J_n), $Re()$ et $Im()$ respectivement les parties réelles et imaginaires et $\alpha r_{ref}(\omega, \Omega) = r_{ref}(\omega)r_{ref}^*(\omega + \Omega) - r_{ref}^*(\omega)r_{ref}(\omega - \Omega)$. Il faut également noter que nous avons négligé les interférences entre les bandes latérales qui sont éloignées de Ω de la pulsation initiale ω . On calcule maintenant l'expression du coefficient de réflexion $r_{ref}(\omega)$ avec $\omega \neq \Omega$ pour différencier la fréquence des bandes latérales

2.2. Les Cavités Fabry-Perot

des résonances de la cavité :

$$\begin{aligned} r_{ref}(\omega \pm \Omega) &= \frac{\rho t_1^2 e^{-i\frac{\omega \pm \Omega}{TSL}}}{r_1(1 - \rho e^{-i\frac{\omega \pm \Omega}{TSL}})} - r_1 \\ &\approx \frac{\rho t_1^2}{r_1(1 - \rho)} - r_1. \end{aligned} \quad (2.39)$$

On considère que t_1 est proche de zéro et $r_{1,2,3,4}$ presque égal à un. On trouve alors :

$$r_{ref}(\omega \pm \Omega) \approx -1, \quad (2.40)$$

et $\alpha r_{ref}(\omega, \Omega)$ devient :

$$\begin{aligned} \alpha r_{ref}(\omega, \Omega) &= r_{ref}(\omega) r_{ref}^*(\omega + \Omega) - r_{ref}^*(\omega) r_{ref}(\omega - \Omega) \\ &\approx r_{ref}^*(\omega) - r_{ref}(\omega) \\ &\approx -2Im(r_{ref}(\omega)). \end{aligned} \quad (2.41)$$

Avec les approximations, la fonction $\alpha r_{ref}(\omega, \Omega)$ est purement imaginaire. Ce qui implique que l'Equ. 2.38 peut se réécrire de la forme suivante :

$$P_{ref} \approx P_{por} |r_{ref}(\omega)|^2 + 2P_{lat} - 4\sqrt{P_{por}P_{lat}} \alpha r_{ref}(\omega, \Omega) \sin(\Omega t). \quad (2.42)$$

On constate finalement que la puissance réfléchi possède une information sur la partie imaginaire de l'onde porteuse $\alpha r_{ref}(\omega, \Omega)$. Cette partie imaginaire change de signe quand elle passe par la résonance de la même manière que la phase (cf. Fig. 2.16). Ainsi, on peut déduire le sens de la variation de longueur grâce à une mesure de la puissance réfléchi par la cavité Fabry-Perot.

Pour que l'information sur la partie imaginaire de l'onde porteuse soit récupérable, il faut procéder à une *démodulation* du signal réfléchi donné dans l'Equ. 2.42. Nous utilisons un mixeur pour démoduler le signal réfléchi représenté ici par le $\sin(\Omega t)$ de l'Equ. 2.42 par une onde sinusoïdale de pulsation Ω_{dem} tel que représenté dans l'équation suivante :

$$\sin(\Omega t) \sin(\Omega_{dem} t) = \frac{1}{2} (\cos[(\Omega - \Omega_{dem})t] - \cos[(\Omega + \Omega_{dem})t]). \quad (2.43)$$

Les deux ondes de fréquence $(\Omega - \Omega_{dem})$ et $(\Omega + \Omega_{dem})$ sont récupérées en sortie de mixeur. La première d'entre-elles est égale à un demi car nous avons choisi la fréquence de démodulation comme étant égale à la fréquence de modulation tandis que la deuxième est doublée par l'application de la démodulation. On peut ainsi

séparer ces deux ondes en une partie basse et haute fréquence. L'équation de la puissance réfléchie démodulée devient finalement :

$$\begin{aligned}
 P_{ref} \sin(\Omega t) &\approx (P_{por}|F(\omega)|^2 + 2P_{lat}) \sin(\Omega t) \\
 &+ 4\sqrt{P_{por}P_{lat}}\alpha r_{ref}(\omega, \Omega) \frac{\cos(2\Omega t)}{2} \\
 &- 4\sqrt{P_{por}P_{lat}}\alpha r_{ref}(\omega, \Omega) \frac{1}{2}.
 \end{aligned} \tag{2.44}$$

On utilise un filtre passe-bas pour supprimer les composantes hautes fréquences (le terme en $\cos(2\Omega t)$ et en $\sin(\Omega t)$). Il est également nécessaire que le signal de la démodulation soit synchronisé avec celui de la modulation afin de maximiser le signal d'erreur représenté en Fig. 2.24. Pour cela nous générons les deux signaux avec un générateur à deux voies synchronisées. Finalement, le signal d'erreur PDH ϵ est obtenu en sortie du filtre :

$$\epsilon = 2\sqrt{P_{por}P_{lat}}\alpha r_{ref}(\omega, \Omega). \tag{2.45}$$

Enfin, un régulateur PID (Proportionnel, Intégral, Dérivé, cf. Fig. 2.23) numérique est configuré manuellement pour adapter le gain du signal d'erreur jusqu'à réussir à verrouiller l'oscillateur laser sur la cavité. Un élément final, un modulateur acousto-optique analogique (AOM) fibré peut être inséré dans la ligne d'injection ; il est utile dans le cas où les bruits à compenser sont de trop haute fréquence et inaccessibles numériquement. Nous le pilotons via une voie de rétro-action analogique faible latence. Celui-ci servira également dans le montage de mesure de finesse par balayage développé en section 2.2.9.

2.2.9 Mesure de finesse

Différentes méthodes existent pour mesurer la finesse d'une cavité Fabry-Perot, grandeur typique des performances des miroirs [121–125] (cf. section 2.2.5). Nous avons testé plusieurs d'entre-elles (cf. Réf. [36]) dans le but de les comparer et de déterminer la plus fiable, précise et efficace. Les deux méthodes que nous avons retenu dans cette thèse sont la méthode de mesure par temps de vidage et par modulation que nous développons ci-après.

Nous avons utilisé un laser continu dont le modèle est le *Koheras* de la marque *NKT Photonics* pour toutes les mesures de finesse et sur tous les montages. C'est un laser fibré continu à Ytterbium. Sa puissance est modulable de 1 à 100 mW et sa largeur de raie optique est de 4 kHz (voir Tableau A.1 Annexe A). Sa longueur d'onde est légèrement accordable grâce à une variation interne de sa température et il possède également un module piézo-électrique afin, dans notre cas, d'être asservi

sur une cavité. Pour l'asservir, nous utilisons l'AOM que nous avons cité dans la section précédente. Cet oscillateur fonctionnant en continu, il est plus simple à asservir car la fréquence de répétition n'a pas à être ajustée à l'*ISL* de la cavité Fabry-Perot.

Mesure de finesse par modulation

Cette méthode tirée de la Réf. [122] utilise une modulation et un balayage en fréquence afin de déduire une valeur de finesse. Pour cela, nous utilisons un deuxième EOM, situé juste avant l'EOM utilisé pour le verrouillage du système d'asservissement (cf. Fig. 2.23), entre l'oscillateur laser et la cavité Fabry-Perot. La modulation de la fréquence du laser a pour effet de redistribuer une partie de la puissance laser dans des bandes latérales (cf. section 2.2.8) de fréquence $\omega \pm \Omega'$, avec Ω' la fréquence de modulation. Ainsi, lorsque la fréquence de modulation est égale à l'*ISL*, le champ total est à nouveau en résonance avec la cavité Fabry-Perot et on observe une augmentation de la puissance stockée. Nous procédons alors à un balayage en fréquence à Ω proche de l'*ISL* sur un intervalle plus long que la largeur de raie théorique de la cavité Fabry-Perot. On observe alors un changement de la puissance stockée en fonction de la fréquence de modulation qui permet de reconstruire la fonction de gain de la cavité Fabry-Perot (cf. section 2.2.4).

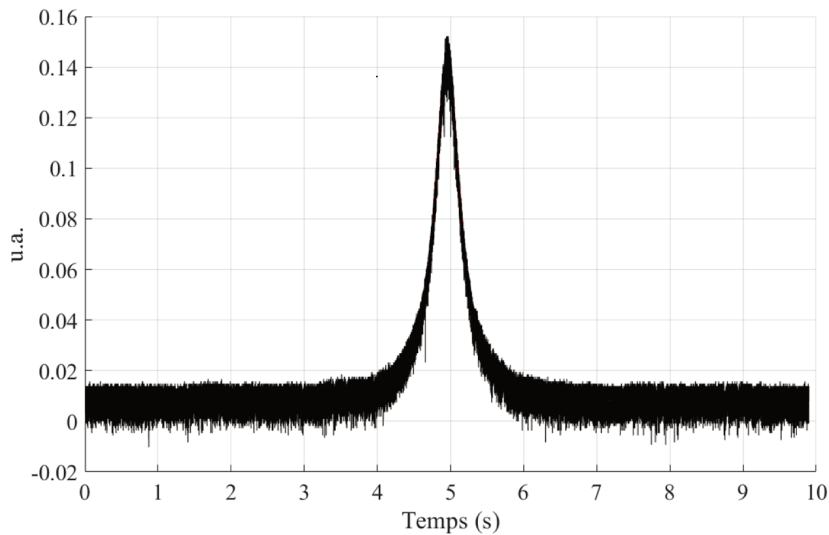


FIGURE 2.25: Intensité mesurée en transmission de la Cavité ThomX_{Re} durant le balayage en fréquence de la modulation du signal incident de 50 kHz en 10 s.

Sur la Fig. 2.25, on observe une mesure de l'intensité faite pendant un balayage en fréquence sur la Cavité ThomX_{Re} (cf. Tableau A.1 Annexe A). On peut en

déduire la largeur à mi-hauteur et donc la finesse de la cavité Fabry-Perot grâce à l'Equ. 2.25. Le balayage en fréquence montré en Fig. 2.25 est de 50 kHz pour une durée de 10 s. Cette mesure permet ici de déduire une finesse de 16000 à ce moment de l'expérience.

Mesure de finesse par temps de vidage

La mesure par temps de vidage repose sur la durée de vie des photons (de l'ordre de la milliseconde) dans une cavité Fabry-Perot [121]. Le principe est d'asservir un oscillateur laser continu sur la cavité puis de couper l'injection en un temps plus court que la durée de vie des photons dans la cavité. La mesure de la puissance en transmission donne ensuite le temps de vidage, lui-même relié aux paramètres des miroirs de la cavité. La durée de vie des photons est liée aux pertes de la cavité par l'équation suivante :

$$\tau = \frac{t_L}{2 \ln(\rho)} \quad (2.46)$$

avec t_L le temps d'un tour complet dans la cavité. L'intensité du champ transmis par la cavité est fonction du temps caractéristique :

$$\begin{aligned} \hat{E}_{ref} &= \hat{E}_{1,in} \exp\left(\frac{-t}{2\tau}\right) \\ P_{ref} &= P_{1,in} \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right). \end{aligned} \quad (2.47)$$

Pour la mesure de la puissance transmise, nous utilisons une photo-diode rapide. Tandis que pour couper rapidement l'injection, nous utilisons un AOM fibré. Son temps de coupure est de l'ordre de la dizaine de nanosecondes et donc bien inférieur à la durée de vie des photons. Un exemple de mesures faites sur la Cavité ThomX_{Re} est montré en Fig. 2.26. On y observe une chute de la puissance stockée à partir de la coupure du faisceau d'injection durant plusieurs centaines de microsecondes. Enfin, l'ajustement d'une courbe sur les mesures permet de déduire τ , ici τ vaut environ 86 μ s, puis la finesse grâce à la relation suivante :

$$F = \frac{2\pi\tau c}{L} \quad (2.48)$$

avec L la longueur d'un aller-retour dans la cavité soit 9 m pour la Cavité ThomX_{Re} (cf. chap. 4 et Tableau A.1, Fig. A.4 en Annexe A). On peut déduire que lors de cette mesure, la finesse était de 18000.

En conclusion, ces deux méthodes de mesure de finesse sont fonctionnelles et demandent un temps de mesure similaire. En revanche, la méthode de mesure par

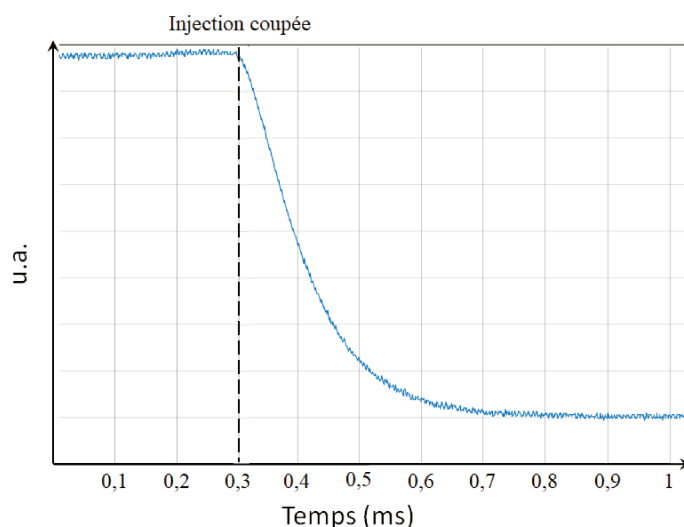


FIGURE 2.26: Donnée de la puissance mesurée en transmission de la Cavité ThomX_{Re} lors d’une mesure de finesse par temps de vidage.

temps de vidage a l’inconvénient d’être moins précise lorsque la finesse diminue dû à des temps de vidage trop courts.

2.2.10 Bruit de phase

Bien que n’étant pas l’objet de cette thèse, nous abordons succinctement le principe et les résultats d’une mesure de bruit de phase car un faible bruit de phase est un des pré-requis essentiels aux oscillateurs laser utilisés pour asservir des cavités Fabry-Perot de haute finesse.

Le bruit de phase traduit la stabilité en fréquence à court terme d’une source de champ électro-magnétique. En d’autres termes, un oscillateur laser sans bruit de phase générerait des ondes d’une périodicité parfaitement constante dans le temps. Dans la réalité, les ondes issues d’un oscillateur sont périodiques mais accompagnées d’une fluctuation aléatoire de la phase nommée bruit de phase. C’est un paramètre très important dans le cadre de l’asservissement de cavités de haute finesse. Plus le bruit de phase est élevé, plus il sera difficile, voire impossible, d’asservir cet oscillateur sur une cavité optique. C’est ainsi la principale raison du choix de nos oscillateurs laser, disposant du plus faible bruit de phase du marché à nos longueurs d’onde et fréquences de répétition au moment de leur achat. Il est néanmoins nécessaire de vérifier le bruit de phase d’un nouvel oscillateur lors de sa réception.

Nous avons effectué cette mesure par battement avec l’oscillateur laser continu

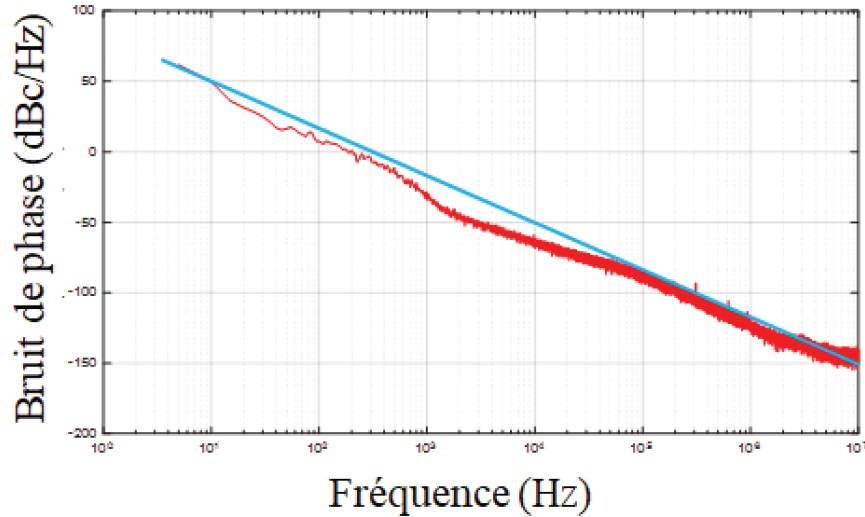


FIGURE 2.27: En rouge, mesure homodyne du bruit de phase de l'oscillateur laser *Koheras*. En bleu, une droite délimitant le bruit de phase minimum du *Koheras*, référence utilisée pour la figure suivante.

Koheras. Pour cela, nous disposons d'une mesure homodyne de son bruit de phase (cf. Fig. 2.27). Nous plaçons une droite (en bleu sur la Fig. 2.27) délimitant grossièrement le bruit de phase de l'oscillateur laser continu Koheras que nous pourrions utiliser comme référence sur la mesure de bruit de phase de l'oscillateur laser pulsé *Onefive* de ThomX. Afin d'effectuer une mesure correcte du bruit de phase de ce dernier, il faut que le bruit de phase de tous les appareils permettant de faire la mesure soit inférieur à celui de l'oscillateur dont on cherche la valeur et à celui de l'oscillateur de référence.

La Fig. 2.28 représente la mesure du bruit de phase de l'oscillateur laser pulsé *Onefive* de ThomX comparée à la droite délimitant grossièrement le bruit de phase de l'oscillateur laser continu Koheras. On observe que la mesure du bruit de phase est similaire à celle du Koheras jusqu'au MHz, valeur à partir de laquelle nous sommes limités par le bruit des composants électroniques permettant d'effectuer la mesure. On peut donc conclure de cette mesure que l'oscillateur laser pulsé *Onefive* de ThomX est au moins aussi stable que notre oscillateur laser *Koheras* continu. Cela s'est traduit par une meilleure stabilité du système d'asservissement lors du verrouillage de l'oscillateur laser sur nos cavités Fabry-Perot.

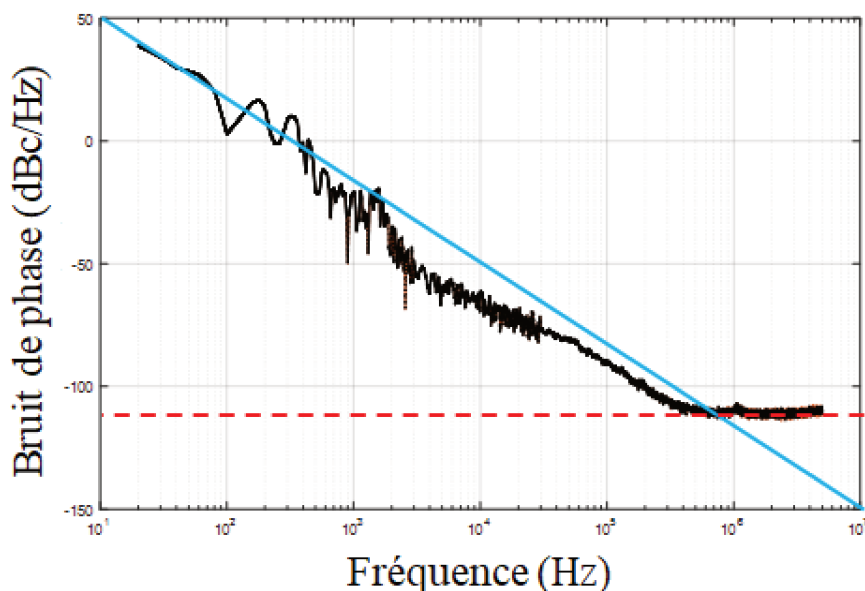


FIGURE 2.28: En noir, le bruit de phase de l’oscillateur laser pulsé *Onefive* de ThomX en fonction de la fréquence. En bleu, la droite délimitant le bruit de phase minimum de l’oscillateur *Koheras* issu de la courbe en Fig. 2.27. En rouge, la limite de mesure induite par le bruit des composants électroniques de la mesure.

2.3 Cavité Fabry-Perot en mode burst

Un des enjeux principaux des sources Compton compactes est d’offrir des sources de rayons X avec une faible empreinte au sol à des coûts réduites par rapport aux synchrotrons. C’est ce que permettrait une cavité Fabry-Perot couplée à un accélérateur linéaire seul. Un accélérateur linéaire a également l’avantage de délivrer un faisceau d’émittance inférieure à un coût équivalent, tout en s’affranchissant de la complexité de la dynamique des anneaux de stockage. Pour pallier à la faible fréquence de répétition, nous pouvons augmenter la charge des paquets d’électrons et l’énergie des impulsions laser intra-cavité. Or, aujourd’hui, la principale limite des cavités Fabry-Perot, est la limite thermique liée au seuil d’endommagement des miroirs due au stockage de forte puissance moyenne. C’est pourquoi un mode de fonctionnement particulier a été mis en place. Le mode burst, proposé par Sakaue [49], consiste à stocker une quantité prédéfinie d’impulsions laser dans une cavité Fabry-Perot pour interagir avec plusieurs paquets d’électrons et à couper l’injection laser après ou pendant le passage des électrons, afin de réduire la puissance moyenne sans perdre d’énergie utile. Nous présentons d’abord le principe du mode burst avant de nous attarder sur le travail effectué sur l’optimisation du

mode burst sur la source Compton STAR, avec pour modèle expérimental la cavité Fabry-Perot Mini-Cavité décrite en section 3.3 du chapitre 3.

2.3.1 Principe

Nous considérons un faisceau d'électrons constitué de trains d'électrons contenant un nombre N_e de paquets d'électrons devant être utilisés pour l'interaction Compton avec le faisceau laser stocké dans la cavité Fabry-Perot, tel que représenté en bas de la Fig. 2.29. Si l'on souhaite minimiser la puissance laser moyenne intracavité tout en maximisant l'énergie utile, il faut débuter le stockage des impulsions laser N_p avant l'arrivée des paquets d'électrons comme représenté en haut de la Fig. 2.29. Il y a ainsi N_0 impulsions laser délivrées avant l'arrivée des premiers paquets d'électrons. On peut également prévoir de couper l'arrivée des impulsions laser avant l'arrivée des derniers paquets d'électrons. On peut même utiliser le temps de vidage de la cavité (cf. section 2.2.9) pour réduire la quantité d'impulsions laser N_p à stocker. On obtient alors l'énergie utile pour l'interaction \mathcal{E}_{tot} . Il faut donc maximiser cette valeur pour améliorer le rendement de l'interaction et le nombre de photons X générés.

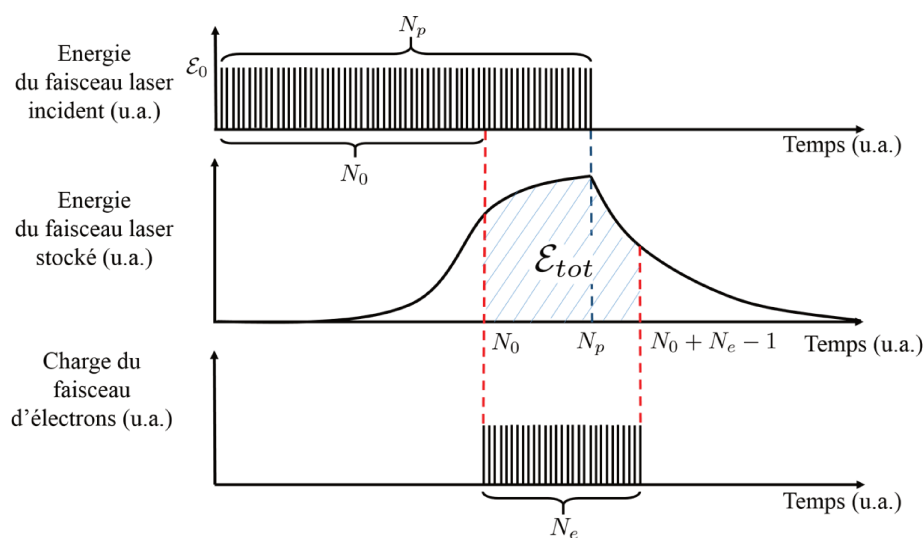


FIGURE 2.29: Schéma des impulsions laser et paquets d'électrons délivrés à une cavité Fabry-Perot en mode burst pour de la diffusion Compton. En haut : Nombre d'impulsions laser injectées. Au milieu : Courbe de l'énergie stockée dans la cavité avec \mathcal{E}_{tot} l'énergie utile pour l'interaction. En bas : Nombre de paquets d'électrons pour l'interaction Compton.

On écrit ici l'équation de l'énergie utile pour l'interaction :

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_{tot} &= \frac{\mathcal{E}_0 T_1}{(1-\rho)^2} \left(N_p - N_0 + \frac{2\rho(\rho^{N_p} - \rho^{N_0}) + (1-\rho^{N_0})^2 - \rho^{2N_e} \rho^{2N_0} (1-\rho^{-N_p})^2}{1-\rho^2} \right) \\ &= \mathcal{E}_0 N_p \epsilon\end{aligned}\tag{2.49}$$

où \mathcal{E}_0 est l'énergie d'une impulsion laser et où l'on définit ϵ , le gain effectif de l'ensemble laser plus accélérateur linéaire dépendant de N_e , N_p , N_0 et de la finesse de la cavité. Il existe des valeurs optimales de N_e , N_p , N_0 et de la finesse qui permettent d'obtenir un gain effectif maximum pour le système. La résolution des équations pour maximiser ϵ permet de trouver le nombre d'impulsions optimales $N_0^{opt}(N_e, N_p, \rho, T_1)$ après lesquelles le faisceau d'électron doit être injecté ainsi que le coefficient de transmission T_1 optimal [126]. On trouve également que les cavités en sur-couplage comme celle que nous utilisons dans cette thèse donnent les plus hautes valeurs de ϵ .

2.3.2 Optimisation de la puissance laser moyenne intra-cavité

Une optimisation pour le mode burst a été proposée pour le projet STAR [40], une source Compton pour la génération de rayons X. La version qui donne les meilleures performances est avec un nombre de paquets d'électrons $N_e = 250$. Les simulations ont montré que réduire la taille de la cavité permet d'améliorer le gain effectif. En revanche, réduire la taille des cavités mène à une diminution de la taille transverse du mode fondamental et donc le seuil de dommage des miroirs est atteint plus rapidement. Les valeurs optimales de la finesse et du nombre d'impulsions laser sont calculées sur la Fig. 2.30 pour un nombre d'impulsions laser avant l'injection des électrons $N_0 = 2625$.

Deux zones y sont délimitées. La première, plus grande, représente la surface dans laquelle les valeurs du gain effectif ϵ sont supérieures à quatre-vingt-dix pourcents de sa valeur maximale ϵ_{max} . La seconde, plus petite, représente la surface dans laquelle les valeurs du gain effectif ϵ sont supérieures à quatre-vingt-dix-neuf pourcents de sa valeur maximale ϵ_{max} . Il existe donc une grande marge d'erreur possible entre la finesse théorique d'une cavité Fabry-Perot calculée avant l'achat des miroirs et la finesse réelle mesurée sur la cavité. C'est un avantage crucial car, comme nous l'avons vu dans la section 2.2.7, il existe une marge d'erreur sur la valeur du coefficient des miroirs lors de leur achat. De plus, il existe toujours des risques de pollutions des miroirs lors de leur installation.

Au final, cette simulation permet d'atteindre un gain effectif de 190. Le flux délivré par STAR serait alors augmenté de 6.10^9 ph/s à 6.10^{11} ph/s. Le mode burst permet également de limiter la puissance moyenne dans la cavité à seulement 16,5 W.

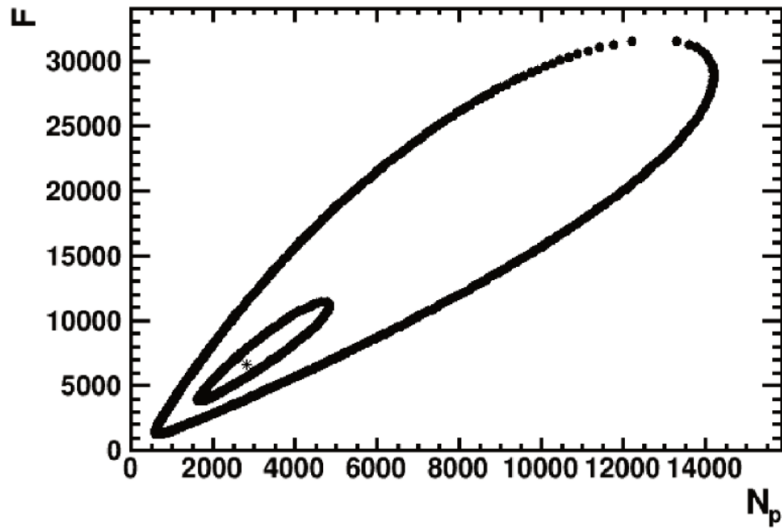


FIGURE 2.30: Figure représentant les valeurs que prend le gain effectif en fonction du nombre d'impulsions laser et de la finesse de la cavité Fabry-Perot. Les contours délimitent les zones où $\epsilon > 0.90$ (grande ellipse) ϵ_{max} et $\epsilon > 0.99\epsilon_{max}$ (petite ellipse) pour $N_e = 250$. Avec ϵ_{max} la valeur maximale d' ϵ .

Tandis que l'énergie stockée dans la cavité durant la collision avec les électrons correspond à une puissance de 31 MW. La puissance moyenne n'est plus la limitation pour le mode burst. Cela prouve l'intérêt de tels systèmes dans la conception des prochaines sources de rayons X par diffusion Compton.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux

Introduction

L'origine des études sur les cavités Fabry-Perot présentées dans cette thèse remonte à 2010, au Japon. Pendant trois années, des expériences ont été faites sur la source Compton de rayon γ *Mightylaser* installée sur l'anneau de stockage d'électrons ATF (Accelerator Test Facility en anglais) de KEK [127, 128]. Cela a permis de mettre en lumière différents effets thermiques apparaissant dans les cavités Fabry-Perot de haute puissance. L'un des mieux compris et modélisés fut la déformation thermo-élastique des miroirs causée par les revêtements. De nombreux enseignements furent tirés de cette expérience et cela mena à la mise en place d'un nouveau montage, la Cavité Test, en France. Cette cavité, destinée à être un prototype de la cavité de ThomX, a servi jusqu'à aujourd'hui à simuler et analyser les différents effets apparaissant dans les cavités Fabry-Perot de haute finesse et haute puissance. Ceci tout en l'améliorant constamment. Nous travaillons encore à affiner les performances de la cavité de ThomX à l'aide de ce que nous avons appris. Ce chapitre a pour but de présenter les résultats et modèles utilisés jusqu'à ce jour qui nous ont mené à réussir le stockage d'une puissance moyenne stable de 200 kW dans la Cavité Test ainsi que 400 kW de puissance moyenne à court terme. Ce qui nous donne à ce jour la deuxième position mondiale en terme de puissance moyenne maximale intra-cavité après les auteurs de la Réf. [129] et de puissance moyenne stable stockée après les auteurs de la Réf. [32]. Les premiers ayant stocké une puissance moyenne de 670 kW pour une durée inconnue et les seconds ayant stocké une puissance moyenne de 300 kW durant plusieurs heures. Nous présenterons également la réalisation du montage de la Mini-cavité. Nous finirons par les mesures permettant de vérifier la possibilité d'asservir un oscillateur laser sur une cavité de cette taille.

Performances initiales

La première expérience que j'ai menée en collaboration avec Pierre Favier (alors en troisième année de thèse) était le stockage de forte puissance moyenne dans la Cavité Test (cf. Tableau A.1, Fig. A.1 en Annexe A et Annexe B). Il faut noter que lors de ces mesures, les pertes des miroirs étaient inférieures car ils avaient été moins utilisés. Les « pertes ajoutées par miroir » de la Cavité Test lors de cette expérience étaient inférieures à celle d'aujourd'hui (cf. Tableau A.1 Annexe A). La puissance laser moyenne d'entrée a été incrémentée par pas de plusieurs Watt jusqu'à 40 W et un total de 400 kW de puissance moyenne ont pu être stockés pendant quelques secondes (cf. Fig. 3.1). Lors de cette expérience, les paramètres devaient être ajustés en temps réel avec des pertes récurrentes du verrouillage du système d'asservissement. Chaque point sur la Fig. 3.1 est une mesure prise entre différentes durées d'optimisation du système. La puissance est mesurée en transmission d'un des miroirs de la cavité à l'aide d'un puissance-mètre. À chaque fois que la puissance incidente augmente, les effets thermiques sont plus importants et il devient plus difficile de suivre la dérive thermique.

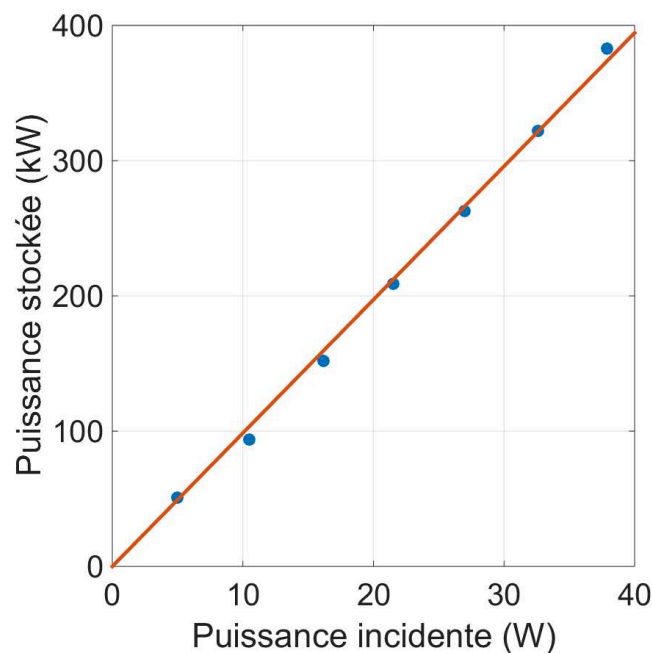


FIGURE 3.1: Puissance moyenne intra-cavité dans la Cavité Test en fonction de la puissance incidente. Tiré de la Réf. [36].

L'ajustement linéaire fait sur les données de la Fig. 3.1 nous permet de calculer un

gain G de 9900 lors de la fin de l'expérience. À ce moment, le gain maximal G_{max} de la Cavité Test était de 11000 (cf. section 2.2.6 chap. 2). On peut ainsi remonter à un couplage du faisceau laser à la cavité d'environ 90 % (cf. section 2.2.7 chap. 2). Ces mesures ont également permis d'observer que l'axe optique de la cavité se déplace avec l'accumulation des effets thermiques. La stabilité du système a été vérifiée avec une expérience de quarante minutes durant laquelle la puissance stockée était légèrement supérieure à 100 kW. En Fig. 3.2 on peut observer en jaune la courbe de la puissance stockée dans la cavité. Celle-ci était de 136 kW au début de l'expérience et a dérivé vers la valeur de 83 kW après quarante minutes. La courbe verte sur cette même figure représente le déplacement du module piézo-électrique (situé dans l'oscillateur laser) au cours du temps. Celui-ci, ayant une course maximale de $0,5 \mu\text{m}$ devait alors être manuellement ramené à sa position de départ grâce au déplacement d'une platine de translation sur laquelle est placé un des miroirs de la cavité optique de l'oscillateur laser. Mais, comme nous le verrons en section 3.1.1, chaque déplacement de la platine induit un déverrouillage du système d'asservissement. Ainsi, à chaque fois qu'une ligne verticale est observée sur le déplacement du module piézo-électrique en Fig. 3.2, le verrouillage du système est momentanément perdu et une chute de la puissance moyenne intra-cavité l'accompagne.

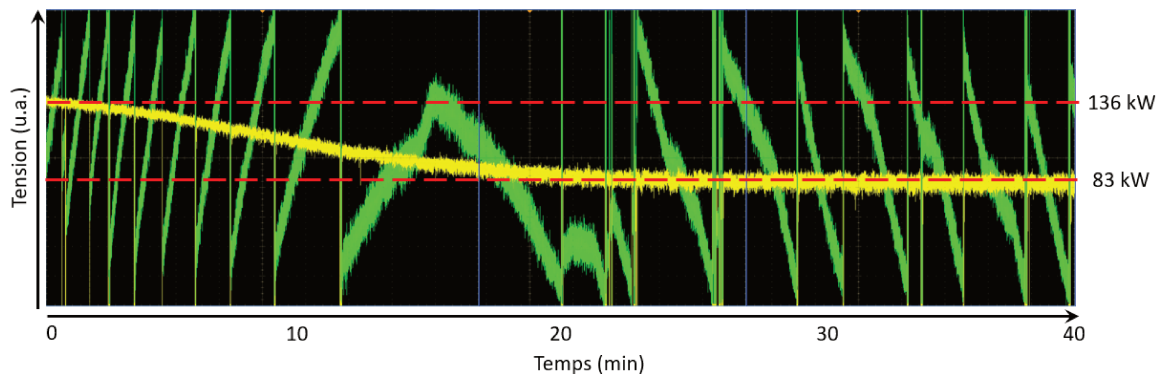


FIGURE 3.2: Évolution de la puissance moyenne intra-cavité dans la Cavité Test. L'échelle horizontale représente quarante minutes d'acquisition au total. En jaune : La puissance intra-cavité passe de 136 kW à 83 kW. En vert : La tension appliquée au module piézo-électrique de la cavité optique de l'oscillateur laser. Tiré de la Réf. [36].

Cette expérience était limitée à 136 kW de puissance moyenne intra-cavité car au dessus de cette valeur, des dégénérescences modales (cf. section 3.1.3) faisaient leur apparition. Aucun alignement n'a été fait pendant toute la durée de la manipulation, ce qui explique la baisse de la puissance stockée. Celle-ci résulte d'une

dilatation des montures et de l'enceinte, et mène à un changement de l'axe optique. Ainsi, le couplage du faisceau incident avec la cavité diminue.

Perte de gain

La montée en puissance à 400 kW montrée en Fig. 3.1 n'a pas été anodine pour le montage. Après cette expérience, nous n'avons jamais réussi à stocker plus de 200 kW avec les 40 W de puissance laser moyenne incidente. De nombreuses vérifications ont été faites sur les miroirs de la cavité (cf. section 3.2) comme une étude au microscope, au Microscope à Force Atomique (AFM, cf. section 3.2.1) et à l'interférométrie à balayage de cohérence (ZYGO, cf. section 3.2.1). Les performances de l'oscillateur laser et de l'amplificateur ont également été vérifiées mais aucun lien avec la perte de gain n'a pu être fait. Néanmoins, nous avons effectué une analyse des performances pré et post-dégradation. Dans le Tableau 3.1, nous représentons des mesures en transmission de la puissance stockée dans la cavité Fabry-Perot lors de l'expérience pré-dégradation effectuée en août 2017. Ces valeurs peuvent être reliées au gain G du système (cf. section 2.2.7 chap. 2). Une finesse de 23500 est alors mesurée pour $P_{in} = 100$ mW. Nous n'avons pas de mesure de la puissance réfléchie et donc du couplage pour cette expérience.

| Puissance entrante (W) | Puissance stockée (kW) | Gain |
|------------------------|------------------------|-------|
| 6.4 | 51 | 7 969 |
| 10.5 | 94 | 8 952 |
| 16.2 | 152 | 9 380 |

TABLE 3.1: Mesures du gain de la Cavité Test lors de la montée en puissance du record à 400 kW, pré-dégradation.

On constate que le gain augmente au long de l'expérience, ce qui est lié à l'accroissement du couplage. Ce dernier augmente car la taille du faisceau incident a été choisie pour être adaptée à la taille du mode fondamental TEM_{00} de la cavité lorsque les effets thermiques entrent en jeu (cf. section 3.1.2).

Nous avons observé un comportement différent plusieurs semaines après ces mesures. Le Tableau 3.2 reporte les mesures en transmission de la puissance stockée dans la cavité Fabry-Perot prises post-dégradation. La finesse mesurée initialement est la même que pour le Tableau 3.1, 23500. Le télescope a été modifié entre les deux expériences dans le but de mieux adapter le faisceau au mode de la cavité. Lorsqu'une baisse de la puissance transmise apparaît, cela signifie habituellement qu'une diminution du couplage s'est produite, suite par exemple à un léger déplacement de l'axe optique (cf. section 3.1.1). Mais les mesures du couplage indiquent

| Puissance entrante (W) | Puissance stockée (kW) | Gain |
|------------------------|------------------------|-------|
| 6.4 | 53 | 8 333 |
| 10.7 | 83 | 7 739 |
| 16.1 | 115 | 7 127 |

TABLE 3.2: Mesures du gain de la Cavité Test après nettoyage des miroirs.

un couplage stable d'environ 70 % n'ayant pas diminué au long de l'expérience. Or, la seule manière de dégrader le gain d'une cavité Fabry-Perot est d'en augmenter les pertes.

Nous avons également regroupé les mesures prises dans les Tableaux 3.1 et 3.2 ainsi que les suivantes jusqu'à 40 W de puissance incidente sous forme de courbes sur la Fig. 3.3. On compare les mesures pré et post-dégradation. En « croix », on observe la montée du gain pour l'expérience pré-dégradation à 400 kW de puissance moyenne. Hors, la deuxième montée en puissance sur les mêmes miroirs, mais post-dégradation (en « étoiles »), montre une chute du gain à haute puissance, chute qui semble linéaire. Nous n'avons ainsi pas pu atteindre la même valeur de puissance intra-cavité avec la même puissance entrante, nous étions limités à 200 kW.

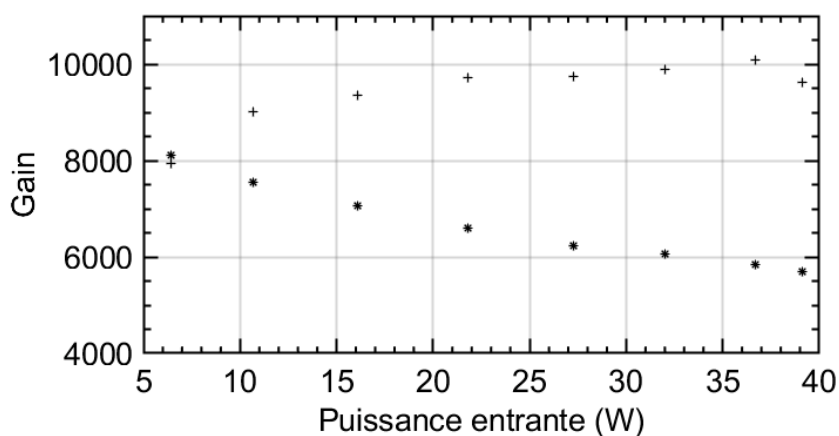


FIGURE 3.3: Les *croix* représentent le gain G en fonction de la puissance entrante pour des miroirs pré-dégradation. Les *étoiles* représentent le gain G en fonction de la puissance entrante pour des miroirs ayant stocké 400 kW de puissance moyenne, post-dégradation.

Après cette constatation, nous avons procédé à plusieurs nouvelles montées en puissance avec les mêmes miroirs mais la courbe de gain obtenue lors de la montée

en puissance pré-dégradation n'a jamais été retrouvée. Des recherches plus approfondies nous ont montré que lors de l'expérience menée par H. Carstens [129], une baisse de gain à très haute puissance fut également observée. Aucune explication n'a été trouvée pour expliquer la cause de cette baisse de gain. Ceci nous a poussé à développer nos méthodes de nettoyage et recourir à une caractérisation poussée de la surface des miroirs. Nous y reviendrons dans la section 3.2.

3.1 La thermalisation du système

L'enceinte de la Cavité Test (cf. Fig. B.5 Annexe B) et l'enceinte de la Cavité ThomX (cf. Fig. 4.3 chap. 4) sont deux enceintes métalliques dans lesquelles sont installés des miroirs, eux-mêmes situés dans des montures métalliques. Les miroirs utilisés (cf. Tableau A.1 Annexe A) ont les pertes par absorption les plus faibles des miroirs disponibles sur le marché au moment de leur achat à la longueur d'onde de 1030 nm. Malgré cela, avec une forte puissance moyenne, les phénomènes thermiques engendrés par l'absorption et la diffusion ne sont pas négligeables. S'en suit la diffusion de la chaleur dans les matériaux environnants, ce qui mène inéluctablement à des changements de température et donc des modifications de la géométrie de la cavité. Le fait que les expériences aient lieu sous vide permet de négliger la propagation thermique par convection. Le rayonnement et la conduction sont les seuls modes de transfert thermique restant. On nomme ici un troisième point pouvant être à l'origine de l'échauffement des matériaux, la diffusion du faisceau laser. En effet, une partie du faisceau est absorbée par les miroirs pour se propager par la suite par rayonnement et par conduction. Mais les coefficients de diffusion des miroirs sont supérieurs à leurs coefficients d'absorption. On peut donc dire que la diffusion du faisceau sur les défauts des miroirs ainsi que le rayonnement des miroirs et de leur montures propagent la chaleur dans l'enceinte de la cavité. Des expériences ont été réalisées pour caractériser les différentes sources et leur impact respectif afin de nous concentrer sur les plus importantes. Les sections suivantes discutent des méthodes utilisées pour inhiber les phénomènes de dilatation induits par la thermalisation du système.

3.1.1 L'environnement des miroirs

Thermalisation de l'enceinte

L'enceinte de la Cavité Test est faite en aluminium et ses miroirs étaient initialement installés dans des montures en aluminium. Elle est fixée sur une table optique en acier. On s'intéresse aux valeurs des coefficients linéiques de dilatation de ces deux matériaux. Celui de l'aluminium est d'environ $23 \mu\text{m}/\text{m}/\text{K}$ et celui de l'acier

3.1. La thermalisation du système

de $12 \mu\text{m}/\text{m}/\text{K}$. La cavité optique de l'oscillateur Onefive dispose d'un module piézo-électrique lui-même monté sur une platine motorisée (cf. Annexe B). La variation de longueur totale du module piézo-électrique est d'environ $0,5 \mu\text{m}$. Comme le module piézo-électrique est monté sur un miroir de la cavité optique de l'oscillateur, l'impact de son déplacement est multiplié par deux sur le trajet du faisceau laser. Il permet donc de contrer les dilatations thermiques allant jusqu'à $1 \mu\text{m}$.

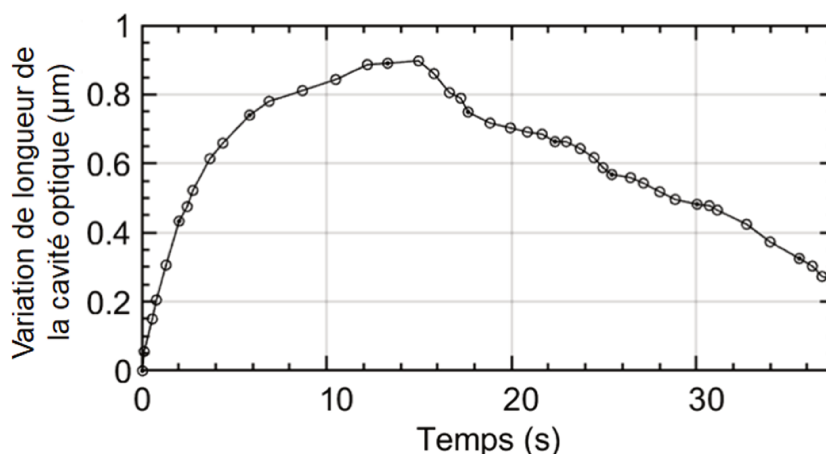


FIGURE 3.4: Variation de longueur de la cavité optique de l'oscillateur laser en fonction du temps pour une puissance stockée de 110 kW dans la Cavité Test. $t = 0$ correspond au début du verrouillage du système d'asservissement.

La courbe montrée en Fig. 3.4 montre la variation typique de longueur de la cavité optique de l'oscillateur laser induite par le module piézo-électrique que nous obtenons durant les 30 premières secondes d'un asservissement sur la Cavité Test avec une puissance moyenne intra-cavité de 110 kW . Cela correspond donc directement à la variation de longueur de la Cavité Test. Toute variation de longueur du chemin optique de la Cavité Test supérieure à $1 \mu\text{m}$ aboutit à la nécessité de déplacer la platine de translation de la cavité optique de l'oscillateur laser. Mais les vibrations induites par le déplacement de la platine mènent à une perte momentanée du verrouillage de l'asservissement. On peut distinguer sur la courbe deux pentes différentes et de sens opposé. La pente initiale est abrupte et on peut lui associer un temps caractéristique de l'ordre de la seconde. Nous avons remarqué que cette pente augmente en fonction de la puissance jusqu'à dépasser la course totale du module piézo-électrique. La deuxième pente en revanche, est moins abrupte. Les quelques secondes du déplacement du module piézo-électrique sur cette courbe ne permettent pas d'estimer son temps caractéristique mais des expériences ont montré qu'il était de l'ordre d'une heure.

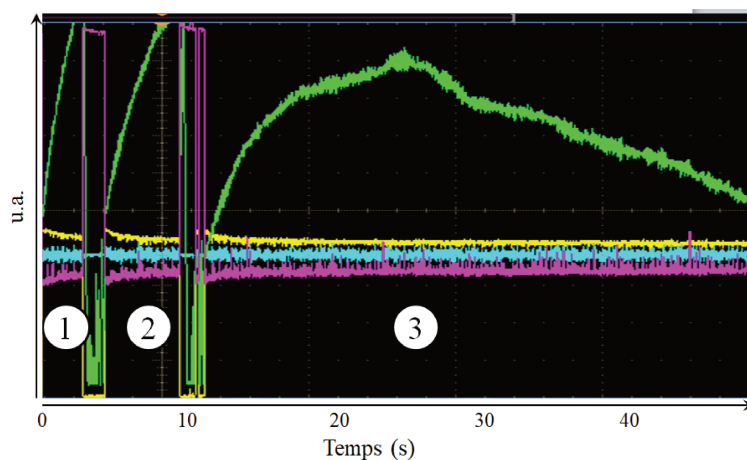


FIGURE 3.5: Capture d'écran de l'oscilloscope durant une tentative d'asservissement de l'oscillateur laser sur la cavité. En vert, la variation de longueur de la cavité optique de l'oscillateur laser. En jaune, la tension d'une photo-diode placée en transmission d'un miroir de la cavité Fabry-Perot. En bleu, le signal d'erreur. En violet, la puissance réfléchie sur le miroir d'entrée de la cavité Fabry-Perot.

La Fig. 3.5 vient compléter la Fig. 3.4. La courbe verte de la zone (3) est la courbe de la Fig. 3.4. Mais sur cette figure on observe également les précédentes tentatives de verrouillages du système d'asservissement. On peut remarquer que les deux premiers verrouillages (1) et (2) sont trop courts pour que l'on voit apparaître la pente descendante du troisième (3). Cela est dû au fait que la pente initiale est plus abrupte, le module piézo-électrique arrive alors plus vite en fin de sa course. On s'aperçoit également que la pente initiale est de moins en moins abrupte du premier verrouillage vers le troisième. C'est un effet que nous avons observé lors de chaque mesure. Dès que l'on verrouille l'asservissement, la puissance intra-cavité (en jaune sur la Fig. 3.5) augmente et la cavité se déforme. Mais ces mesures nous montrent que l'on peut trouver un lien entre la puissance dissipée dans l'enceinte de la cavité Fabry-Perot et son inertie thermique. Ce problème sera le sujet de plus amples études au sein de notre groupe.

Blocage de la diffusion du faisceau.

L'observation de dégénérescences modales au delà de 100 kW (cf. section 3.1.3) nous a poussé à chercher une source d'échauffement des montures et des miroirs. Néanmoins, compte tenu de la méthode de maintien des miroirs dans leur monture en trois points, les surfaces de contacts sont très faibles. De plus, ces contacts étant métal contre verre, il est très difficile d'estimer la proportion des surfaces pouvant

3.1. La thermalisation du système

être considérée en contact. Pour finir, les coefficients de diffusion de nos miroirs sont proches de 10 ppm (cf. Tableau A.1 Annexe A). Avec une puissance moyenne intracavité de 100 kW, on obtient une puissance diffusée dans l'enceinte d'environ 4 W. En comparaison, les coefficients d'absorption des miroirs donnés sont inférieurs à 1 ppm par miroir. La puissance absorbée par chaque miroir se limite donc à 100 mW par miroir pour 100 kW de puissance moyenne stockée. Cela laisse penser que la diffusion du faisceau laser sur les défauts des miroirs aura un impact important sur l'expérience en comparaison de la conduction et du rayonnement de la chaleur absorbée par les défauts des miroirs.

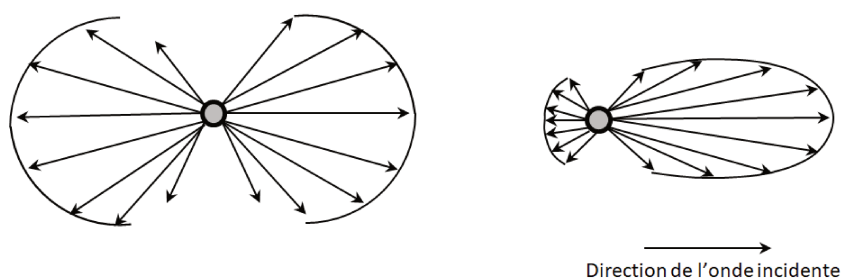


FIGURE 3.6: Représentation de la diffusion élastique d'une onde électromagnétique sur une particule. À gauche, la diffusion de Rayleigh, la particule est plus petite que la longueur d'onde [130]. À droite, la diffusion de Mie, la particule est de taille égale ou plus grande que la longueur d'onde [131].

Ces phénomènes de diffusion sur les miroirs diélectriques apparaissent lorsque des irrégularités sont présentes sur ou dans leurs revêtements. Ces irrégularités peuvent être issues de défauts de rugosité du substrat ou d'inhomogénéité du revêtement comme pourrait en générer le dépôt d'une particule métallique du creuset pendant le processus de dépôt du revêtement. Nous verrons dans la section 3.2.2 que ceux-ci ont des tailles de l'ordre du micron. Les phénomènes de diffusion d'une onde électromagnétique sur des particules de taille proche de la longueur d'onde de l'onde incidente peuvent être décrits par la diffusion de Rayleigh [130] pour les particules plus petites ou de Mie [131] pour les particules plus grandes (cf. Fig. 3.6). Les photons sont donc majoritairement diffusés le long de l'axe de propagation du faisceau. Or, pour capter une partie non négligeable du faisceau incident, les particules diffusantes sont forcément situées proches de la surface du revêtement. Ainsi, toute diffusion prenant le sens de propagation du faisceau incident est réfléchi sur les couches suivantes du revêtement. La diffusion issue d'un miroir de la cavité se dirige donc principalement dans la direction de la réflexion du faisceau tandis que le rayonnement du miroir se dirige dans toutes les directions.

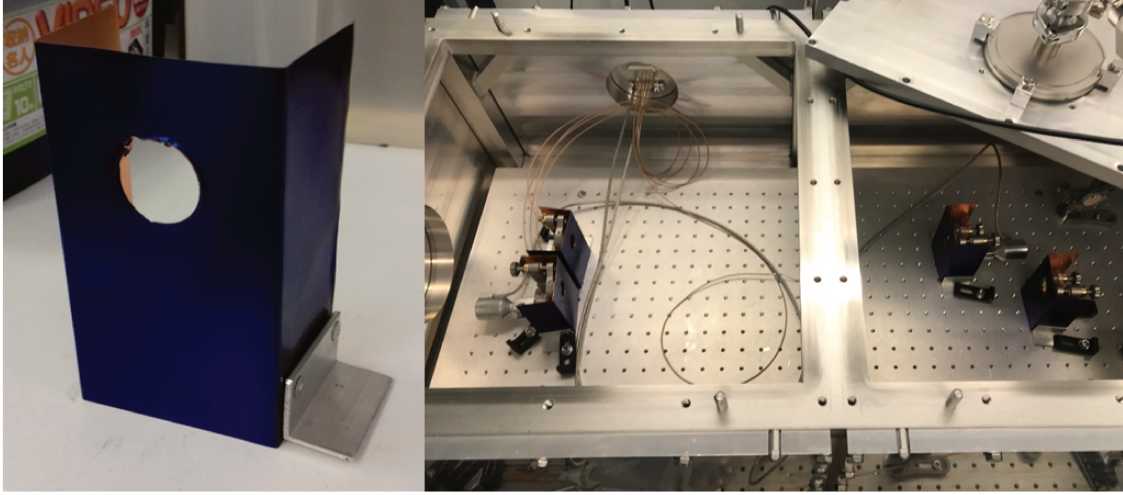


FIGURE 3.7: À gauche : Panneau absorbant conçu pour avoir un côté sombre à forte absorption et un côté en cuivre à forte conduction dans le but d'évacuer la chaleur. À droite : Photo de l'enceinte et des montures des miroirs de la Cavité Test.

Pour empêcher la diffusion du faisceau sur chaque miroir d'atteindre les autres miroirs et leur monture et ainsi d'avoir un impact sur la stabilité de la cavité, des panneaux absorbants pris sur des modèles de panneaux solaires ont été installés devant la monture de chaque miroir (cf. Fig. 3.7). Ces panneaux disposent d'une face en matériau absorbant (face bleue) et d'une face en cuivre. La face absorbante est dirigée vers les autres miroirs afin d'en absorber la diffusion. Tandis que la face en cuivre peut être utilisée pour conduire la chaleur hors de l'enceinte. Ces panneaux permettent également de limiter le rayonnement vers les autres montures. Des sondes de température ont été fixées sur les montures des miroirs afin de comparer leur température avec et sans panneaux. La mesure de température ne fut pas concluante, la variation observée étant inférieure à l'erreur de mesure. L'expérience ne montra également aucune amélioration de la courbe de dérive de la longueur de la cavité optique montrée sur la Fig. 3.4. Il n'y a pas non plus eu d'impact sur l'apparition des dégénérescences modales observées au delà de 100 kW de puissance moyenne intra-cavité. Ces résultats permettent néanmoins d'orienter les recherches. La diffusion du faisceau sur les miroirs et le rayonnement thermique issu de l'absorption n'ayant pas un impact prédominant sur la stabilité de notre expérience, la conduction de chaleur issue de son absorption est le seul paramètre sur lequel des améliorations peuvent être faites.

Modification des montures

Nous venons de montrer que la conduction était le type de propagation de chaleur limitant la stabilité de notre expérience. La question suivante est de trouver quels éléments induisent de fortes déformations. Les miroirs, qui sont le point de départ de la propagation de la chaleur dans cette enceinte, ne sont en contact qu'avec leur monture et ce sur une surface de quelques millimètres carrés. En comparaison, les montures des miroirs pèsent plusieurs centaines de grammes et sont fixées sur l'enceinte de la cavité sur des surfaces de plusieurs dizaines de centimètres carrés. On peut donc supposer que le montage est séparé en deux parties d'un point de vue thermique. Les miroirs étant la première partie, d'une faible masse et inertie thermique, avec un temps caractéristique de thermalisation plutôt court. La deuxième partie étant les montures et l'enceinte avec une masse bien plus importante et un temps caractéristique de thermalisation plus long. De plus, nous avons déjà remarqué la présence de deux pentes différentes lors du verrouillage de l'oscillateur laser sur la cavité grâce aux données reportées sur la Fig. 3.4 en section 3.1.1. Nous avons estimé que la partie mécanique la plus liée à ces temps caractéristiques et au désalignement des miroirs était les montures des miroirs. Cela pour deux raisons, la conception des montures a un impact sur leur déformation au cours du temps mais comme les montures maintiennent les miroirs, le type de maintien va avoir un impact sur la déformation du miroirs dans la monture.

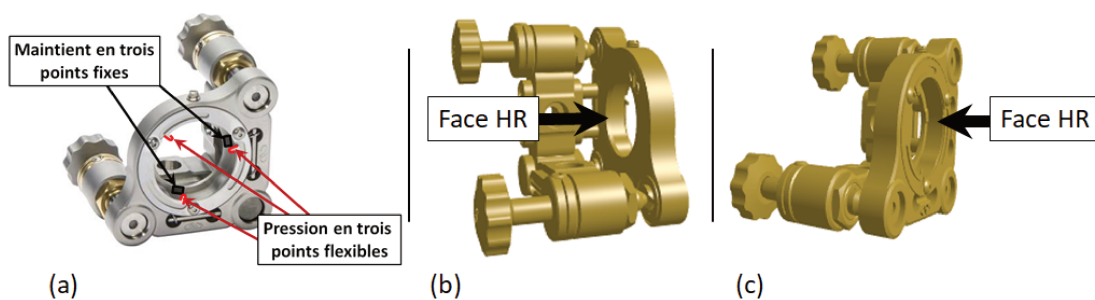


FIGURE 3.8: (a) : Montures de la Cavité Test thermiquement compensées. Type Suprema®ZeroDrift™ de la marque Newport. (b) : Position de la face HR des miroirs lors des premiers essais. (c) : Position finale de la face HR des miroirs.

Nous avons changé les montures initiales qui étaient en aluminium, un matériau ayant un coefficient de dilatation thermique plus élevé que l'acier, pour rappel, $23 \mu\text{m}/\text{m}/\text{K}$ pour l'aluminium tandis que pour l'acier inoxydable, $14 \mu\text{m}/\text{m}/\text{K}$. Elles ont été remplacées par des montures Newport appelées Suprema® Zero-Drift™ Thermally Compensated Mirror Mounts (cf. Fig. 3.8 (a)). Ces montures ont plusieurs avantages. Elles sont données comme diminuant la dilatation ther-

mique de 85 % par rapport à une monture en acier inoxydable. De plus, le maintien du miroir se fait en trois points avec un système de flexibles appliquant une faible pression sur l'une des faces du miroir. La contrainte mécanique est donc directement appliquée sur l'une des faces tandis que l'autre ne peut se déplacer. Notre expérience étant sensible aux variations de longueurs, nous avons commencé par monter la face réfléchive des miroirs sur le côté fixe des montures tels que montré en (b) de la Fig. 3.8. Ainsi, toute dilatation des miroirs mènerait à une expansion de leur volume vers leur face arrière sans impacter la longueur de la cavité optique. Après des tests, ce changement n'a eu aucun impact notable sur la stabilité thermique de la cavité.

Devant l'inefficacité des montures là où elles auraient dû avoir un impact, nous avons adopté la position inverse des miroirs montrée en (c) de la Fig. 3.8. Le résultat obtenu est exposé en Fig. 3.9 qui peut être comparé avec la Fig. 3.4. Ce changement dans le maintien des miroirs a permis de drastiquement réduire la première pente observée en Fig. 3.4. Premièrement, le fait que ces montures aient un impact sur la pente à court temps caractéristique peut correspondre à nos attentes. Un temps caractéristique de l'ordre de la seconde est comparable à ce que l'on a pu calculer pour des miroirs tels que les nôtres [132]. Deuxièmement, ni le sens des miroirs ni le matériau des montures n'ont eu d'impact sur la deuxième pente de temps caractéristique plus long. Le rayonnement thermique et la diffusion du faisceau sur les miroirs peuvent donc être négligés, cela permet de déduire que les phénomènes thermiques restant sont principalement dus à la thermalisation de l'enceinte et de la table optique. En revanche, le changement des montures a eu un impact non négligeable sur la stabilité de la cavité Fabry-Perot puisqu'il a permis de réduire le déplacement de l'axe optique de la cavité en fonction de la puissance intracavité. Aujourd'hui, les corrections d'alignement du faisceau d'injection sur le mode fondamental de la cavité sont en grande majorité effectuées avant la montée en puissance. Il ne reste que de légers ajustements à effectuer au cours des expériences et nous attribuons cette amélioration à la conception des matériaux et à la forme de ces montures.

Contre-réaction lente

Notre oscillateur laser est doté d'un module thermo-électrique par effet Peltier que nous nommerons module Peltier. Celui-ci modifie le chemin optique de la cavité optique de l'oscillateur laser sans à-coups. Une fois bien configuré, il offre la possibilité de contrer les effets de dilatation thermique sans générer de vibrations et donc sans perdre le verrouillage du système d'asservissement. Sa principale limite étant sa vitesse, nous ne pouvions pas l'utiliser tant que la première pente de la Fig. 3.4 était présente. La Fig. 3.10 montre le résultat de l'utilisation d'un module Peltier sur le déplacement du module piézo-électrique pendant plusieurs minutes.

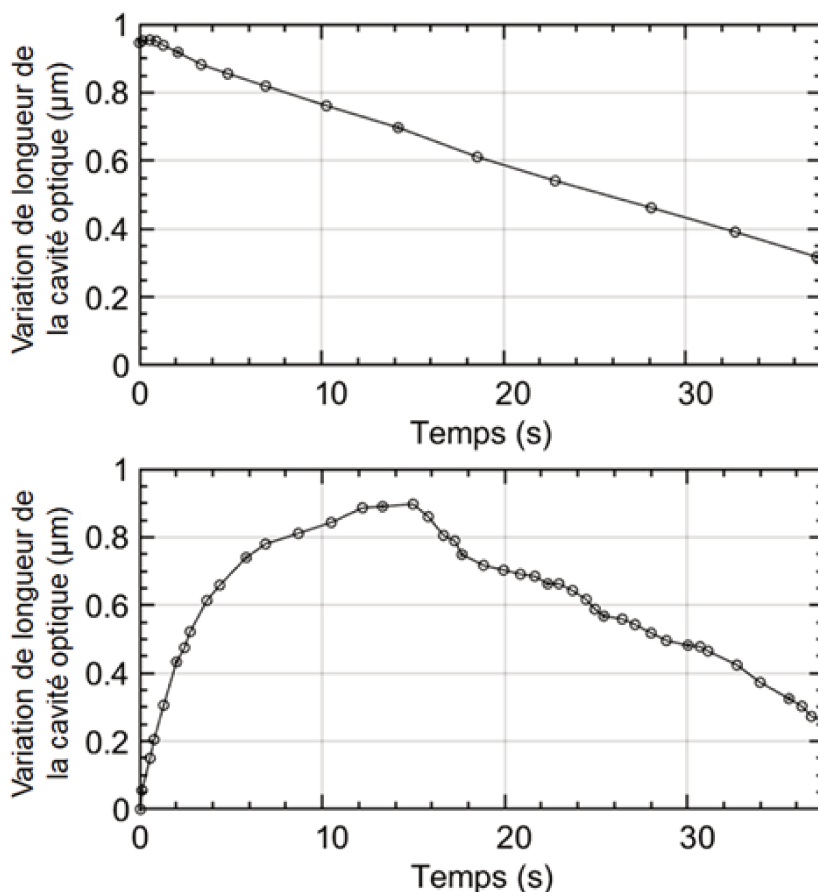


FIGURE 3.9: En haut : Variation de la longueur de la cavité optique de l'oscillateur laser en fonction du temps pour une puissance stockée de 135 kW avec les montures inversées. $t = 0$ correspond au début du verrouillage du système d'asservissement. En bas : Rappel de la Fig. 3.4 (avant changement des montures et inversement de leur position).

On peut le comparer avec la courbe verte de la Fig. 3.2 qui correspond au déplacement du module piézo-électrique grâce à la platine de translation et entraînant des pertes du verrouillage de l'asservissement. Actuellement, nous configurons manuellement le module Peltier pour induire les variations de chemin optique sur la Fig. 3.10. On observe une nette amélioration avec un asservissement sans perte de verrouillage (en bleu). Nous prévoyons d'automatiser le module Peltier pour la Cavité ThomX_{Re}.

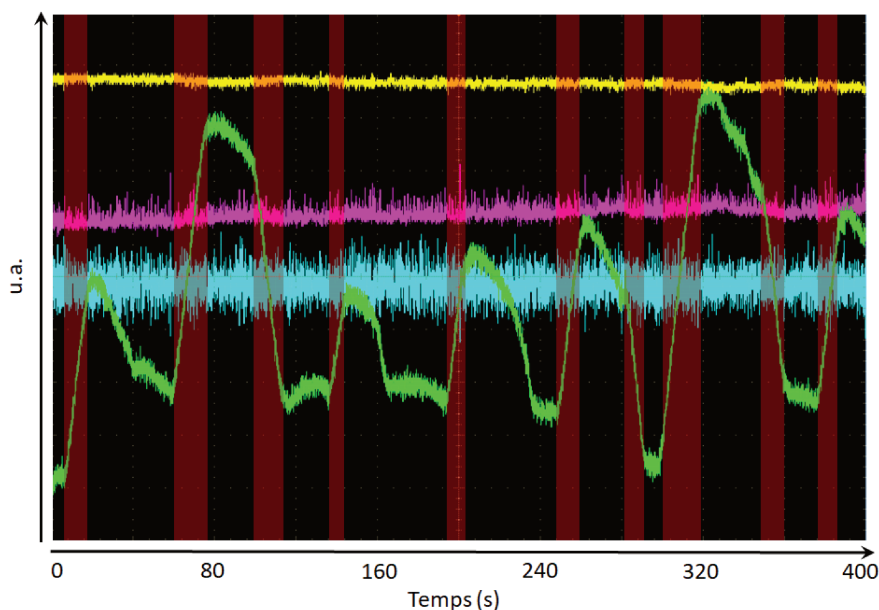


FIGURE 3.10: Capture d'écran d'oscilloscope. En vert, la variation de longueur de la cavité optique de l'oscillateur laser. En vert dans les zones rouges, la variation de longueur de la cavité optique de l'oscillateur laser induite par le module Peltier. En jaune, la tension d'une photo-diode placée en transmission d'un miroir de la cavité Fabry-Perot. En bleu, le signal d'erreur. En violet, la puissance réfléchie sur le miroir d'entrée de la cavité Fabry-Perot.

3.1.2 Déformation thermo-élastique des miroirs

La détection et la caractérisation des ondes gravitationnelles est une des orientations majeures prise par la physique moderne. Cela induit l'utilisation de cavités Fabry-Perot à grande échelle ainsi que l'optimisation des paramètres de stabilité à la limite des connaissances actuelles. Ces expériences dans le domaine du laser en régime continu ont atteint des puissances moyennes intra-cavité de 100 kW sur l'expérience LIGO [133]. Différents modèles concernant les effets thermiques dans les miroirs ont été mis au point [36, 132, 134, 135]. Le stockage de forte puissance moyenne implique l'apparition d'effets thermiques prédominants dans les questions de stabilité du système. Pour les comprendre, nous avons fait le choix d'utiliser le modèle de Winkler [135] le plus simple qui permet de caractériser les déformations thermo-élastiques des miroirs des cavités optiques. Il sera détaillé dans la section suivante. Nous irons ensuite plus loin dans l'impact des effets thermo-élastique qui sont en réalité à l'origine de l'apparition de modes transverses dégénérés.

Modèle de Winkler

Ce modèle simple est utilisé pour simuler la déformation thermique d'un miroir. Bien que moins précis que les calculs de Patrice Hello [132] et que les logiciels comme *ANSYS* [136], ce modèle a fait ses preuves. Il a même été utilisé pour décrire les déformations thermo-élastiques de miroirs avec des résultats convaincants par les auteurs de la Réf. [129] détenant le record de puissance stockée dans une cavité Fabry-Perot. Ce modèle permet en outre, d'estimer avec plusieurs hypothèses, la dilatation et le changement de rayon de courbure induits par l'échauffement. Ce dernier étant généré par l'absorption d'un faisceau gaussien. L'absorption par le revêtement des miroirs sera différenciée de l'absorption par le substrat. Bien que l'absorption des revêtements soit très faible (cf. Tableau A.1 Annexe A), on ne peut pas la négliger dans notre cas car la puissance intra-cavité est de l'ordre de la centaine de kiloWatts. C'est pourquoi nous devons en étudier l'impact.

On a vu précédemment que lorsqu'un miroir absorbe de la chaleur dans un environnement sous vide, il n'a plus que deux moyens de l'évacuer. Soit par rayonnement, soit par conduction. Comme expliqué en section 3.1.1, les miroirs sont maintenus par une monture particulière avec trois points de fixation de faibles surfaces de contact. De plus, la silice a une conductivité thermique très faible. La chaleur va donc se diffuser lentement et la température au centre du miroir va augmenter.

Absorption du revêtement

Dans le cas où l'absorption se fait dans le revêtement, le modèle de Winkler [135] appliqué au formalisme des matrices ABCD [98] permet de calculer la déformation δs générée. Celle-ci se diffuse ensuite dans le substrat menant à une dilatation du volume et une expansion de la surface. Ce modèle prend en compte le gradient de température dans un hémisphère sur le substrat centré sur le faisceau laser incident, et du même rayon w_m (cf. Fig. 3.11).

Après dilatation du substrat, le rayon de courbure du miroir change. Autour du point d'impact, la flèche du miroir est modifiée d'une longueur δs_{rev} telle que :

$$\delta s_{rev} \approx \frac{\alpha w_m \delta T}{2} \quad (3.1)$$

où α est le coefficient d'expansion thermique du substrat et δT la variation de température du substrat dans l'hémisphère. Cette variation est également proportionnelle à la puissance absorbée par le revêtement,

$$P_{abs} \approx \frac{2\pi\kappa w_m^2 \delta T}{w_m} \quad (3.2)$$

où $P_{abs} = AP_s$ avec A le coefficient d'absorption du revêtement et P_s la puissance

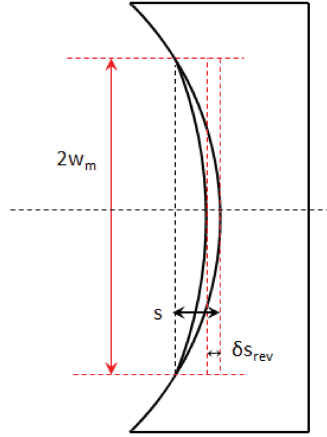


FIGURE 3.11: Absorption d'un faisceau laser de rayon w_m sur la surface d'un substrat muni d'un revêtement. Le gradient de température sur le substrat est considéré dans l'hémisphère autour du point d'impact avec un rayon w_m égal à celui du faisceau laser. La flèche s change alors d'une quantité δs_{rev} .

stockée dans la cavité. On peut alors relier ces deux paramètres pour obtenir l'équation suivante :

$$\delta s_{rev} \approx \frac{\alpha}{4\pi\kappa} P_{abs} \quad (3.3)$$

avec κ la conductivité thermique du substrat. Au premier ordre, cette déformation se traduit par une modification du rayon de courbure R' .

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} - \frac{2\delta s_{rev}}{w_m^2} = \frac{1}{R} - \frac{2\alpha AP_s}{4\pi\kappa w_m^2} \quad (3.4)$$

où R est le rayon de courbure initial du miroir. On en conclut que la déformation d'un miroir diélectrique est dépendante de la qualité du revêtement et du matériau du substrat. Pour ThomX, nous utilisons les substrats Corning 7972 Premium Grade ULE (notés ULE dans le Tableau 3.3). À titre de comparaison, en utilisant les données du Tableau 3.3 on calcule que l'ULE a un rapport α/κ et donc une déformation δs_{rev} cinquante-trois fois plus faible que la silice [137]. Pour les miroirs d'entrée, nous avons expérimenté des miroirs en Saphir et en Suprasil que nous détaillons dans la section suivante.

3.1. La thermalisation du système

| Matériau | α ($10^{-6}/\text{K}$) | κ (W/m/K) | β_{opt} ($10^{-6}/\text{K}$) | A_l (ppm/cm) | δs_{rev} (nm) | δs_{sub} (nm) |
|----------|---------------------------------|------------------|--------------------------------------|----------------|-----------------------|-----------------------|
| Silice | 0.55 | 1.38 | 10 | 2 | 16 | 47.5e-3 |
| ULE | 0.01 | 1.31 | 11 | 5850 | 0.3 | 161.5 |
| Suprasil | 0.6 | 1.38 | 10 | 0.5 | 17 | 12e-3 |
| Saphir | 5 | 46 | 13 | 50 | 4.5 | 46.5e-3 |

TABLE 3.3: Propriétés thermiques des substrats utilisés dans le cadre des expériences menées dans cette thèse. α est le coefficient d'expansion thermique, β_{opt} le coefficient thermo-optique, κ le coefficient de conduction thermique et A_l le coefficient d'absorption linéique. δs_{rev} est calculé pour une puissance moyenne intracavité de 1 MW et une absorption de 0,5 ppm, δs_{sub} pour une puissance incidente de 100 W et une épaisseur de substrat de 1/4 *inches*.

Absorption du substrat

L'indice de réfraction des principaux matériaux utilisés pour faire les substrats dépend de la température. Lorsque le faisceau incident traverse le substrat du miroir d'entrée, cela mène à la création d'un effet de lentille thermique déformant son front d'onde [135]. Il est représenté par la relation suivante :

$$\delta s_{sub} = 1.3 \frac{\beta_{opt}}{4\pi\kappa} P_{abs} e \quad (3.5)$$

avec β_{opt} l'indice thermo-optique caractérisant la variation d'indice de réfraction avec la température, e l'épaisseur du substrat et δs_{sub} la dilatation du substrat. Dans le cas des miroirs HR de la cavité, l'ULE, matériau de faible expansion thermique, a déjà fait ses preuves [36]. Il possède néanmoins un coefficient d'absorption linéique A_l élevé en comparaison des autres matériaux couramment utilisés (cf. Tableau 3.3). L'effet de lentille thermique est donc fort dans ce matériau. Or, pour injecter de la puissance laser dans une cavité Fabry-Perot, il faut inéluctablement traverser l'un des miroirs (cf. Fig. 2.9 section 2.2.3 chap. 2). Les puissances moyennes injectées étant nécessairement élevées dans le cadre du stockage de haute puissance, l'absorption par le substrat ne peut être négligée. Cela oriente ainsi le choix du miroir d'entrée vers un matériau différent de l'ULE. Le Tableau 3.3 expose les propriétés de deux matériaux que nous avons choisis. Le Suprasil que nous avons déjà utilisé dans le passé [36] et le Saphir, un matériau que nous souhaitons essayer. Le Suprasil (de la Silice traitée pour réduire le coefficient d'absorption linéique au maximum) présente un facteur 10^4 entre son absorption linéique et celle de l'ULE. Le Saphir (matériau ayant de plus grands coefficients d'expansion thermique et d'absorption linéique que le Suprasil) dispose néanmoins d'une bien meilleure conduction thermique. Comparons maintenant les déformations de ces substrats pour une même puissance incidente.

Nous savons que la puissance moyenne maximale stockée dans la Cavité Thom X_{Th} est de 1 MW pour 100 W de puissance incidente avec des miroirs ayant un coefficient d'absorption de 0,5 ppm pour 1/4" d'épaisseur (cf. Tableau A.1 Annexe A). Alors, en se référant au Tableau 3.3, on remarque que la déformation induite par l'effet de lentille thermique est inférieure d'un facteur 100 à 1000 à celle induite par l'expansion du substrat dans le cas du Suprasil et du Saphir. Le Suprasil démontre une dilatation du substrat δs_{sub} inférieure à celle du Saphir. En revanche, sa dilatation du revêtement δs_{rev} est plus faible que celle Saphir.

En conclusion, nous n'utilisons plus que des substrats en verre ULE (Ultra Low Expansion) pour les miroirs HR des cavités, un matériau à faible expansion thermique. Quant au miroir d'entrée, bien que le Saphir semble avoir un plus faible impact sur la cavité, nos expériences ont montré une forte baisse de la puissance intra-cavité lors de son utilisation (cf. chap. 4). Nous en ignorons encore la raison mais la piste d'un problème de rugosité est pour l'instant privilégiée, le Saphir étant un matériau beaucoup plus dur et difficile à travailler. Ainsi, encore aujourd'hui, nous utilisons des miroirs en Suprasil en tant que miroirs d'entrée.

3.1.3 Dégénérescences modales

Nous avons vu dans la section 3.1.1 que les effets thermo-élastiques induisent des variations de longueur qui sont la source de problèmes de stabilité. Mais l'effet le plus gênant issu de ces déformations est en réalité l'apparition de dégénérescences modales transverses [129, 138]. Nous avons utilisé le modèle de Winkler [135] dans la section précédente pour décrire le changement de courbure des miroirs. Celui-ci, induit par la dilatation du substrat, est lié à la fréquence de résonance des différents modes Hermite-Gauss d'après l'équation suivante (cf. Equ. 2.16 section 2.2.2) [139, 140] :

$$\nu_{lnm} = \frac{lc}{L} + \frac{c}{\pi L} \left[\left(n + \frac{1}{2} \right) \arccos \frac{A_y + D_y}{2} + \left(m + \frac{1}{2} \right) \arccos \frac{A_x + D_x}{2} \right] \quad (3.6)$$

avec l le mode longitudinal, n le mode tangentiel, m le mode sagittal, A_x et D_x les termes tangentiels de la matrice ABCD et A_y et D_y les termes du plan sagittal. On peut voir dans cette équation que les modes n et m dépendent de la matrice de transfert de la cavité. Cette équation implique également que, pour un même changement du rayon de courbure des miroirs, la fréquence de résonance des modes d'ordre élevé change plus que celle du mode fondamental. Ainsi, avec les effets thermo-élastiques, apparaissent des superpositions de résonances modales provoquant des instabilités majeures de l'asservissement pendant le stockage de fortes puissances moyennes. Cela mène à des pertes du verrouillage de l'asservissement qu'il est nécessaire d'éliminer. Diverses méthodes ont été expérimentées pour

inhiber les modes d'ordre élevé ou limiter leur impact. Certains chercheurs ont conçu des formes de miroirs spécifiques ou ont ajouté des sources de chaleur annexes aux miroirs pour atténuer les dégénérescences [141–144]. D'autres ont limité le couplage des modes d'ordre élevé en induisant des pertes avec l'ajout d'un iris dans la cavité même [145]. Enfin, certains ont inséré des lames de Brewster dans la cavité pour contrer les modifications de la taille du mode fondamental [146]. La plupart de ces méthodes présentent des difficultés d'intégration majeures dans le cadre de notre cavité Fabry-Perot : une cavité de forte puissance moyenne, au mode elliptique, munie de miroirs de diamètre un inch de très haute réflectivité et haute qualité de polissage, dans l'environnement confiné d'un accélérateur d'électrons et sous ultra-vide.

Modélisation des dégénérescences

Nous utilisons les paramètres de la Cavité Test pour ces simulations. Les valeurs de α et κ des miroirs sont données dans le Tableau 3.3. Nous prendrons le coefficient d'absorption $A = 1,2$ ppm mesuré par le LMA avec un montage à effet mirage [147] (cf. section 3.2.1). La taille du faisceau laser en entrée de la cavité est calculée avec les simulations de propagation de faisceau gaussien utilisant les matrices ABCD [148] pour un rayon (en $1/e^2$) $w_x = 1100$ μm et $w_y = 1300$ μm . Ce rayon est proche de la taille du mode que l'on peut observer dans la cavité comme montré en Fig. 3.12.

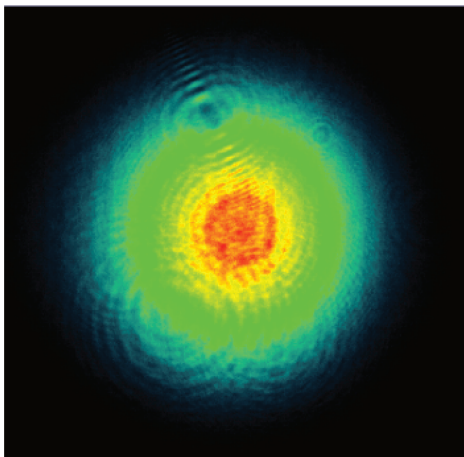


FIGURE 3.12: Image du mode fondamental de la Cavité Test prise derrière le miroir plan M_2 (cf. Annexe B) pour une puissance intra-cavité de 30 kW. $w_x = 1130$ μm et $w_y = 1233$ μm .

Nous savons maintenant que la matrice $ABCD$ de la cavité dépend de la géo-

métrie de la cavité Fabry-Perot et est donc liée aux effets thermiques qu'elle subit. L'Equ. 3.6 nous a permis de constater que la fréquence de résonance des modes transverses n et m est respectivement liée aux paramètres $(A_y + D_y)/2$ et $(A_x + D_x)/2$. Nous avons précédemment défini ces paramètres comme étant le paramètre de stabilité de la cavité Fabry-Perot $-1 < (A_y + D_y)/2 < 1$ (cf. section 2.2.2 Equ. 2.10). L'Equ. 3.6 implique également que la fréquence de résonance des modes d'ordre élevé [149] TEM_{mn} et du mode fondamental TEM_{00} dérivent à une vitesse différente en fonction des effets thermiques appliqués à la cavité. Finalement, la fréquence de résonance du mode fondamental TEM_{00} devient égale à différents modes d'ordre élevé TEM_{mn} pour différentes valeurs de la puissance moyenne intra-cavité. Ce sont les dégénérescences. Nous avons calculé la puissance moyenne intra-cavité à laquelle chaque dégénérescence se produit pour les modes transverses n et m que nous représentons sur la Fig. 3.13 par la valeur du paramètre de stabilité qui leur est associé. Ce modèle a montré être viable et efficace [138, 150].

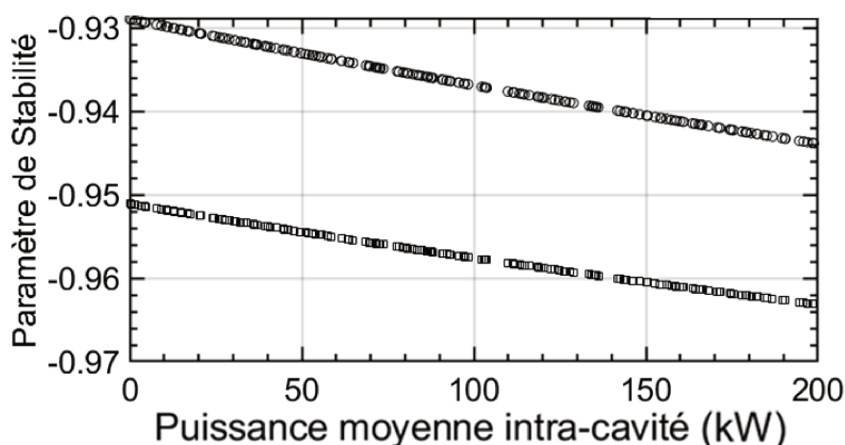


FIGURE 3.13: Paramètre de stabilité $(A_y + D_y)/2$ et $(A_x + D_x)/2$ des modes transverses n et m respectivement les cercles et carrés lorsque leur fréquence de résonance est égale à celle du mode fondamental TEM_{00} en fonction de la puissance moyenne stockée dans la Cavité Test. Avec n et m des modes d'ordre 1 à 30.

Cette figure permet d'observer la forte densité de dégénérescences pouvant résonner simultanément avec le mode fondamental dans notre cavité. On peut en déduire que fixer la longueur de la cavité à une certaine taille pour être dans une zone sans dégénérescences est difficilement faisable, d'autant plus que les phénomènes de dérive thermique (cf. section 3.1.1) empêcheraient toute stabilisation sur ces intervalles. Pour finir, une étude de l'ordre des modes dégénérescents TEM_{mn} montre qu'ils varient rapidement avec la puissance stockée. Cela dirige nos travaux

vers la recherche d'un moyen d'inhiber la totalité des modes d'ordre élevé et non pas seulement d'une partie d'entre-eux.

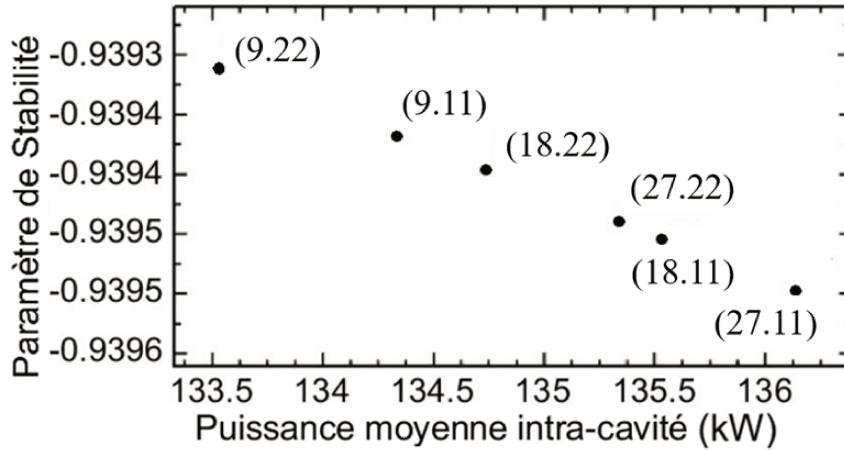


FIGURE 3.14: Grossissement de la Fig. 3.13 autour de 135 kW de puissance stockée pour la direction x . L'ordre du mode (m,n) transverse est spécifié sur la figure.

La Fig. 3.14 est un zoom de la Fig. 3.13. Le mode (27,11) est un mode dégénéré dont nous détaillons l'observation expérimentale dans la section suivante. On remarque que tous les modes sont d'ordre élevé dans les deux directions x et y . Or, la taille d'un mode Hermite-Gauss d'ordre n est donnée par \sqrt{nw} lorsque n est grand [151]. Cela induit qu'il est possible de créer de fortes pertes pour ces modes d'ordre élevé tout en préservant le mode fondamental grâce, par exemple, à l'utilisation d'un masque [145].

Observation des dégénérescences

Nous avons observé expérimentalement des modes d'ordre élevé TEM_{mn} , correspondant aux résultats de la simulation faite en Fig. 3.13 et 3.14 à des puissances similaires. Le mode (27,11) a été généré à une puissance moyenne intra-cavité d'environ 110 kW à la différence des 136 kW prédits en Fig. 3.14. Cet écart peut être expliqué par le fait que le modèle utilisé pour les simulations est fortement lié aux coefficients d'absorption du revêtement des miroirs. Celui-ci étant sujet à des incertitudes de mesure et ayant probablement changé suite au vieillissement des miroirs. Le rayon de courbure est lui aussi sujet à des incertitudes de mesures avec un fort impact sur la simulation.

Ce type de dégénérescences a été observé à tous les niveaux de puissance intra-cavité supérieurs à 100 kW. L'ordre et la taille des modes varient effectivement comme prévu dans le modèle et on peut également noter que leur taille est limitée

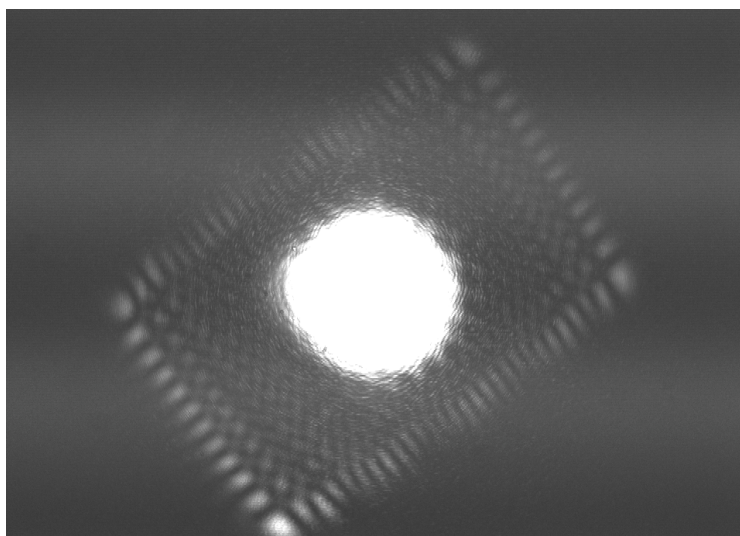


FIGURE 3.15: Dégénérescence entre le mode fondamental et le mode d'ordre élevé (27.11) observée en transmission du miroir M_2 à une puissance stockée de 110 kW. Le mode fondamental est saturé de manière à observer clairement le mode d'ordre élevé.

au diamètre des miroirs de un inch (2,54 cm). De plus, des utilisateurs de cavités de géométries différentes ont déjà fait état de ce type de résonances [152]. En résumé, le modèle reproduit qualitativement les observations et nous l'utilisons aujourd'hui pour l'étude de la stabilité modale de la cavité Fabry-Perot de ThomX.

Stabilité des dégénérescences

Concernant la stabilité, les dégénérescences sont un obstacle. Elles génèrent des oscillations de la puissance intra-cavité du mode fondamental TEM_{00} . Nous avons ainsi observé cet effet couplé à une perte du verrouillage du système d'asservissement en Fig. 3.16. Dans la partie (1) de la courbe, seul le mode fondamental TEM_{00} est verrouillé par le système d'asservissement. Mais après quelques centaines de milli-secondes, une transition est observée entre celui-ci et le mode dégénéré (27.11) en (2). Le temps de transition d'environ 15 ms est compatible avec l'échelle de temps des déformations thermo-élastiques calculées en utilisant les Réf. [153] et [132]. Une stabilisation s'effectue ensuite en (3) avant de mener à des oscillations de la puissance en (4). Celles-ci sont attendues [145, 152] et liées à des changements de la charge thermique sur les miroirs. Elles sont issues d'un couplage entre la dynamique de la diffusion thermique dans le substrat des miroirs et les propriétés de la boucle électronique d'asservissement agissant sur le laser. Mais, en

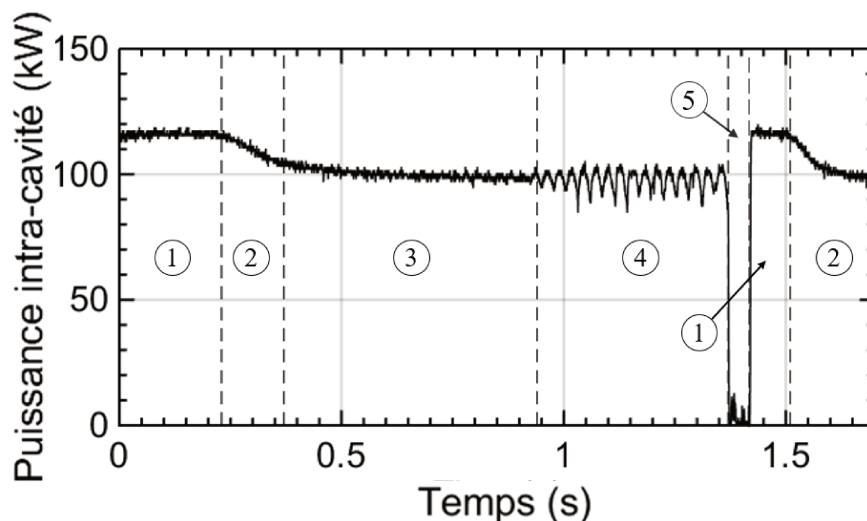


FIGURE 3.16: La courbe montre une mesure de la puissance moyenne stockée dans la Cavité Test pendant 1,7 s (mesurée après le miroir M4) : (1) mode fondamental seul, (2) changement vers un mode dégénéré, (3) région stable dégénérée, (4) oscillations dues aux effets thermiques et (5) perte du verrouillage de l'asservissement.

(5), ces oscillations mènent irrémédiablement à une perte du verrouillage du système d'asservissement. Ainsi, le stockage de forte puissance moyenne supérieure à 100 kW de manière stable et répétable est rendu impossible.

Inhibition des dégénérescences

Comme expliqué en début de section, plusieurs solutions existent pour limiter ou supprimer les dégénérescences modales mais aucune ne satisfait notre but et nos conditions d'utilisation. C'est pourquoi nous avons imaginé un système basé sur le déplacement de deux miroirs en demi-cercle avec un bord en lame de couteau appelés miroirs *D-shaped* qui ont été l'objet d'une publication [154]. Les miroirs *D-shaped* D_1 et D_2 (cf. Fig. 3.17 et Fig. B.6 Annexe B) sont installés autour du chemin optique du faisceau laser de notre cavité entre M_1 et M_2 . Cette position a été choisie car le faisceau y est collimaté et la taille transverse des modes est assez large pour pouvoir les couper sans toucher le mode fondamental TEM_{00} [154]. Nous avons décidé d'utiliser des miroirs pour éviter leur échauffement et pouvoir rediriger la partie coupée du faisceau. La forme en lame de couteau a été choisie afin de réfléchir la partie coupée du faisceau vers l'enceinte avec un angle d'environ 175 mrad. Cela permet d'éviter toute réflexion parasite sur les miroirs ou toute charge thermique sur leur monture. On peut remarquer que les deux miroirs *D* –

shaped sont placés perpendiculairement, l'un coupant le faisceau sur l'axe des x et l'autre sur l'axe des y . Enfin, les miroirs sont montés sur des platines de translation à un axe permettant de les rapprocher ou de les éloigner du faisceau selon leur direction respective d'influence.

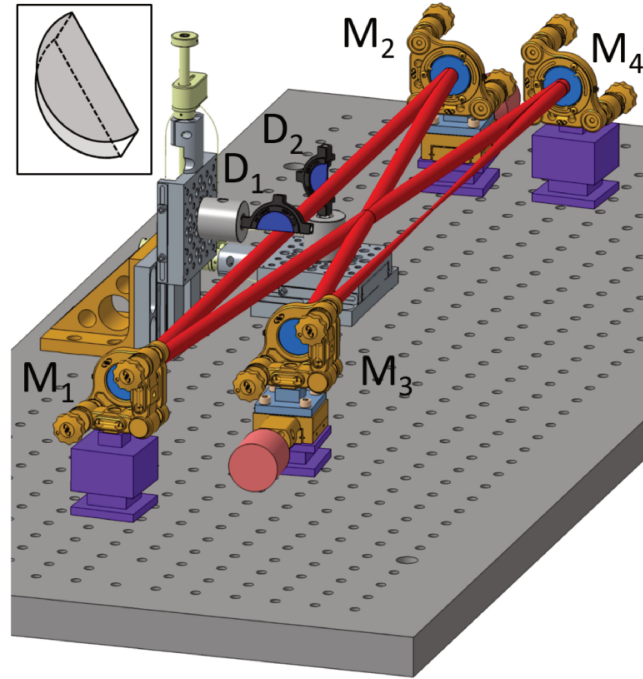


FIGURE 3.17: Vue 3D de la Cavité Test. M_1 est le miroir d'entrée, M_2 un miroir haute réflectivité plan, M_3 et M_4 des miroirs sphériques de haute réflectivité. D_1 et D_2 sont les deux miroirs en demi-cercle, appelé miroirs *D-shaped* de renvoi.

Comme prévu, nous avons observé des pertes de puissance sur le mode fondamental TEM_{00} lorsque les miroirs sont trop proches de celui-ci (cf. Fig. 3.18). Il existe donc une position à partir de laquelle les pertes sont négligeables sur le mode fondamental. Cette position n'est pas la même pour les axes x et y de par la nature elliptique du mode. De plus, la taille du mode étant également liée aux déformations thermo-élastiques, la position pour laquelle les pertes sont négligeables change en fonction de la puissance intra-cavité. C'est pourquoi les miroirs sont montés sur des moteurs. Finalement, pour un mode fondamental de 1,8 mm de diamètre en x et 2 mm en y , les dégénérescences sont observées lorsque les miroirs sont éloignés d'environ 400 μm de la position pour laquelle des pertes non-négligeables sur le mode fondamental apparaissent. L'intervalle entre l'introduction de perte sur le mode fondamental et les modes d'ordre élevé est donc suffisamment large pour assurer d'inhiber les dégénérescences sans perdre de puissance. Ces positions sont

3.1. La thermalisation du système

déterminées expérimentalement par la mesure de la puissance transmise et définies lorsque plus aucune perte n'est visible. Compte tenu de la précision relative du puissance-mètre de 5 %, on peut estimer le maximum de pertes induites par les miroirs *D-shaped* à une baisse de 5 % de la puissance transmise. En prenant en compte la transmission mesurée du miroir d'entrée M_1 (180 ppm) et la somme des pertes de la cavité (316 ppm), on obtient des pertes totales maximum de 8 ppm par tour dans la cavité. Nous pouvons également noter qu'une cavité Fabry-Perot en couplage optimal avec 8 ppm de pertes par tour correspond à une cavité de finesse 400000. Cette méthode permet donc théoriquement d'être utilisée sur des cavités allant jusqu'à 400000 de finesse ce qui est de plusieurs ordres de grandeur supérieur à la finesse de nos cavités.

La Fig. 3.18 montre les mesures (en transmission d'un des miroirs) de la puissance moyenne intra-cavité en fonction du rapprochement des miroirs *D-shaped* vers l'axe optique du mode fondamental. Les moteurs des miroirs *D-shaped* utilisés ne permettent pas une grande précision sur la valeur de leur déplacement lorsque leur direction de déplacement est inversée. De ce fait, le zéro des valeurs du déplacement des miroirs *D-shaped* sur la Fig. 3.18 ne sont pas les mêmes pour chacune des courbes (a), (b) et (c). On ne peut donc pas relier directement ces courbes avec la taille du mode. En revanche, elles permettent d'observer que le rapport de taille x/y du mode ne change pas en fonction de la puissance et que les miroirs *D-shaped* coupent effectivement le faisceau lorsqu'ils sont rapprochés de l'axe optique.

3.1.4 Performances

Les améliorations faites et expliquées dans la section 3.1.1 ont permis de stocker de nouveau une forte puissance moyenne, allant jusqu'à 200 kW. Nous avons pu procéder à la quasi-suppression des effets thermiques rapides de temps caractéristique proche de la seconde observés en Fig. 3.4. Le changement des montures a également réduit l'impact des effets thermiques de temps caractéristique plus long. L'utilisation d'un module Peltier a ainsi permis de supprimer toutes les pertes de verrouillage du système d'asservissement. Pour finir, la mise en place de montures équipées de miroirs *D-shaped* a mené à l'inhibition totale des dégénérescences et ainsi à la réduction drastique des variations de puissance moyenne intra-cavité et des instabilités dans l'asservissement. Ces diverses améliorations ont finalement abouti à une prise de mesures stables sur une durée de 30 min (cf. Fig. 3.19) à comparer avec les mesures prises en 2017 (cf. Fig. 3.1 et 3.2) dont la stabilité était limitée par les dégénérescences modales.

Aucun alignement n'est fait pendant la durée de l'expérience. C'est pourquoi une baisse de la puissance est observée entre le début et la fin des mesures. La baisse est d'environ 4 % avec une puissance initiale de 205 kW et une puissance finale de

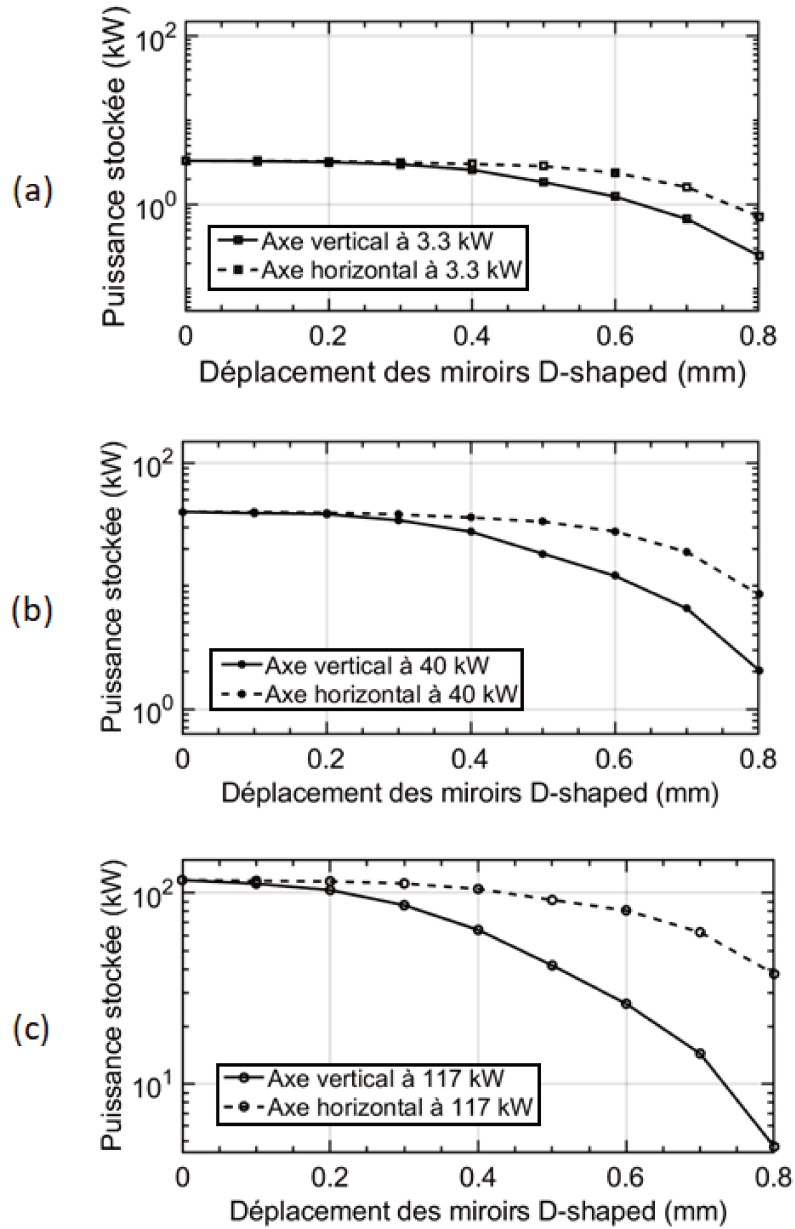


FIGURE 3.18: Mesure expérimentale de la puissance moyenne stockée dans la cavité en fonction du rapprochement des miroirs *D-shaped* de l'axe optique pour les axes vertical et horizontal. (a) mesure pour 3,3 kW stockés, (b) pour 40 kW stockés et (c) pour 117 kW stockés. La valeur du déplacement augmente quand les miroirs se rapprochent de l'axe optique.

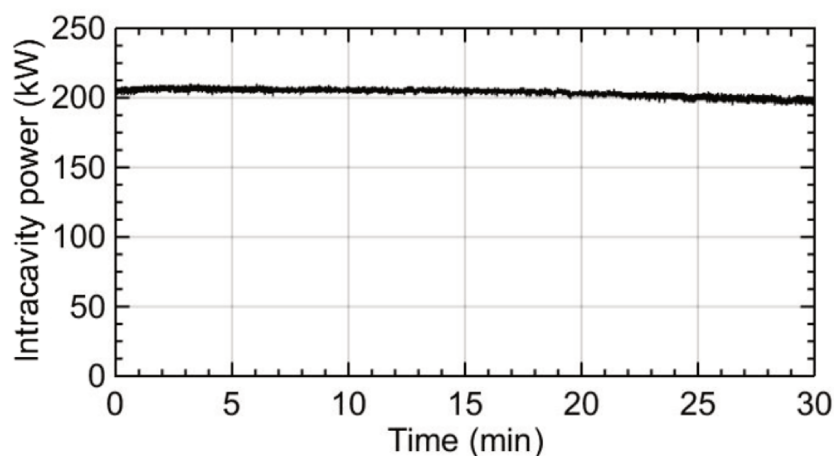


FIGURE 3.19: Mesures de la puissance moyenne stockée dans Cavité Test pendant 30 min en transmission d’un des miroirs.

197 kW.   notre connaissance, c’est la deuxième plus haute puissance intra-cavité moyenne stockée de manière stable dans une cavité Fabry-Perot à ce jour [129].

3.1.5 Chute de puissance

En novembre 2019, nous avons été témoins d’une chute de puissance intra-cavité sans modification des conditions extérieures. Cet  v nement est arrivé sur la Cavité Test définie en Annexe B. Les miroirs *D-shaped* (cf. section 3.1.3)  taient présents lors des expériences suivantes. L’observation des miroirs de la cavité Fabry-Perot après cette forte diminution de la puissance intra-cavité a permis de relever l’apparition d’un centre de diffusion sur le miroir d’entrée (cf. section 3.2.2). Nous avons ensuite procédé à une étude des données récoltées post-endommagement qui a donnée lieu à une publication [155]. Nous en présentons ici les principaux résultats.

Données expérimentales

L’enceinte et les miroirs de cette cavité ont été utilisés pour de nombreuses expériences, notamment les manipulations reportées dans ce chapitre. Les performances des miroirs se sont donc détériorées au fil du temps, passant de la valeur initiale de 25000 – 28000 de finesse après leur fabrication à 18000 lors de cette expérience. Nous utilisons les caractéristiques reportées dans le Tableau A.1 de l’Annexe B en modifiant les *perles ajoutées* par miroir à 33 ppm afin de simuler un vieillissement global plus important.

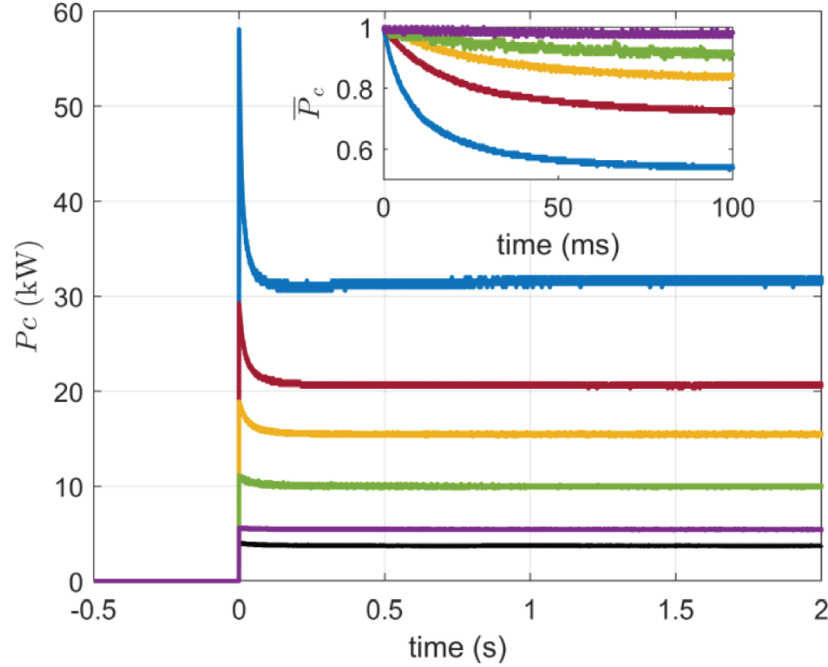


FIGURE 3.20: Courbes des mesures expérimentales de la puissance moyenne intra-cavité $P_c(t)$ en fonction du temps pour différentes valeurs de la puissance moyenne incidente P_{in} . Les six ensembles de données correspondent de haut en bas à : $P_{in} = 16,4$ W (bleu), 7,9 W (rouge), 5,1 W (jaune), 2,9 W (vert), 1,5 W (violet) et 28,7 W (noir). La courbe noire a été déplacée de -2 kW. Les courbes de la figure intérieure montrent la puissance moyenne intra-cavité normalisée $\bar{P}_c(t) = P_c(t)/P_{c,i}$ entre 0 et 100 ms. Figure tirée de la Réf. [155].

On définit le temps $t = 0$ par le moment où P_c arrive à son maximum, alors, $P_{c,i}$ et $P_{r,i}$ correspondent respectivement à P_c et P_r . $P_{c,f}$ et $P_{r,f}$ qui sont définis comme les valeurs moyennes du régime stationnaire quand $t > 1$ s. On introduit la chute de puissance moyenne à l'état stationnaire $\Delta = 1 - P_{c,f}/P_{c,i}$, le gain mesuré à $t = 0$, $G_{c,i} = P_{c,i}/P_{in}$ [155] et le temps caractéristique de diminution de la puissance par deux $t_{1/2}$ défini par le temps pour P_c de chuter de sa valeur maximale à $(P_{c,i} + P_{c,f})/2$. Les valeurs sont reportées dans le Tableau 3.4. On distingue en gras les valeurs pour lesquelles l'endommagement a lieu et où la puissance intra-cavité chute.

L'étude post-endommagement développée en section 3.2.2 a permis d'observer ce que nous avons appelé un *cratère* sur la face réfléchive du miroir d'entrée. Les observations du miroir précédant cette chute de puissance prouvent que le *cratère* n'existait pas avant l'expérience. Cela a permis d'orienter la recherche d'un modèle

3.1. La thermalisation du système

| | | | | | | |
|----------------|------|------|------|------|------|-------------|
| P_{in} (W) | 1.2 | 2.9 | 5.1 | 7.9 | 16.4 | 28.7 |
| $P_{c,i}$ (kW) | 5.6 | 11.1 | 18.9 | 29.2 | 58.1 | 6.1 |
| $P_{c,f}$ (kW) | 5.4 | 9.9 | 15.5 | 20.6 | 31.6 | 5.7 |
| Δ (%) | 3.6 | 11 | 18 | 30 | 46 | 6 |
| $t_{1/2}$ (ms) | 57 | 41 | 25 | 15 | 7 | 60 |
| $G_{c,i}$ | 3800 | 3800 | 3700 | 3700 | 3500 | 210 |

TABLE 3.4: Valeurs caractéristiques des six ensembles de données dérivées des mesures de la puissance moyenne réfléchie et transmise.

autour de l’hypothèse que ce *cratère* est issu d’un « point chaud » sur le miroir d’entrée M_1 .

Modèle théorique

Dans le but de trouver le processus physique dominant ayant mené à la dynamique pré-endommagement, les logiciels *ANSYS* [136] et *OSCAR* [156] ont été utilisés. Le premier dans un but de simulation des effets thermo-élastiques en régime stationnaire et transitoire et le second afin de déterminer les modes résonants dans la cavité Fabry-Perot. Les effets non-linéaires et de variations d’indice optique des couches de revêtements des miroirs sont considérés comme étant négligeables dans cette simulation.

La simulation sous *ANSYS* est concentrée sur une source d’augmentation des pertes. Celles-ci pourraient être liées à une contamination de la surface réfléchive du miroir d’entrée. Son absorption mène à une déformation qui se traduit par l’apparition d’une bosse sur la surface du miroir. Cette déformation devient ainsi une source de diffusion peuplant les modes d’ordre élevé de la cavité Fabry-Perot qui sont coupés par les miroirs *D-shaped*. Elles montrent également que pour un faisceau de 1 mm de rayon, le temps caractéristique $t_{1/2}$ est de l’ordre de 500 s. Cette valeur est bien supérieure à la dizaine de *ms* mesurée (cf. Fig. 3.20). Afin de corrélérer les mesures aux simulations, le rayon en $1/e^2$ du point chaud sur le miroir doit être compris entre 10 et 100 μm en prenant en compte des erreurs de mesures de 5 à 10 %.

La simulation sous *OSCAR* a été effectuée en utilisant les résultats d’*ANSYS*. Cela a permis de relier le gain et le couplage ainsi que la puissance intra-cavité aux pertes de la cavité. Pour cette simulation en régime stationnaire (cf. Fig. 3.21), le rayon du faisceau, le coefficient d’absorption, la position du point chaud sur le miroir d’entrée et la position des miroirs *D-shaped* par rapport au miroir d’entrée (agissant comme un masque) ont été considérés. On obtient un modèle qualitatif car nous ne connaissons pas les conditions initiales et donc la nature du point

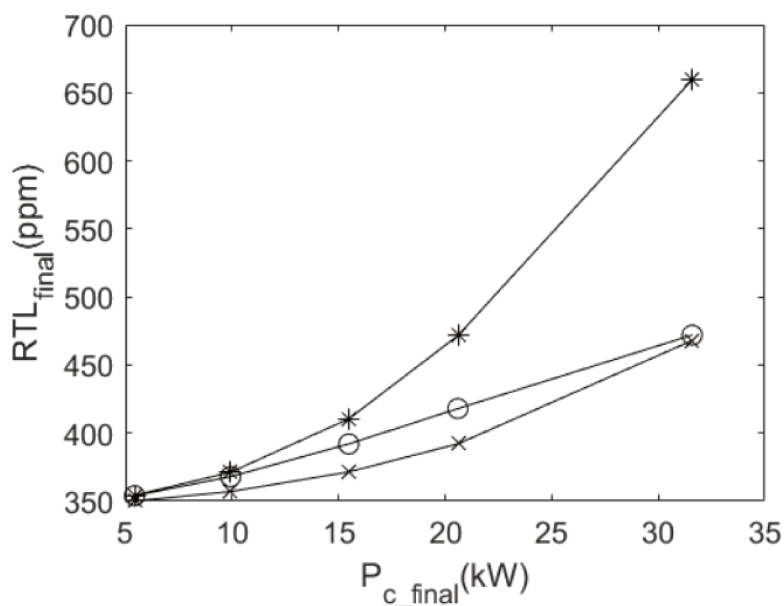


FIGURE 3.21: Courbe de simulation des pertes totales (RTL_{final}) de la cavité en fonction de la puissance $P_{c,f}$ avec un rayon de point chaud simulé de $175\ \mu\text{m}$, le point chaud situé au centre du mode fondamental de la cavité et les miroirs *D-shaped* à $3\ \text{mm}$ de son centre. Le coefficient d'absorption du point chaud est choisi en fonction de la courbe des données expérimentales, les *cercles* sur la figure. Pour la limite haute, le coefficient d'absorption est de $2,9\ \text{ppm}$ (*étoiles*) et $4,5\ \text{ppm}$ pour la limite basse (*croix*). Figure tirée de la Réf. [155].

chaud avant que cela devienne un cratère.

Nous avons également effectué une simulation en régime transitoire (cf. Fig. 3.22). On remarque que les parties colorées encadrent bien les données expérimentales.

Finalement, on observe une baisse du couplage et une chute de près de 30 % de la finesse de la cavité entre $1,5\ \text{W}$ et $16,4\ \text{W}$ de puissance incidente P_{in} pour une simulation d'un point chaud de $175\ \mu\text{m}$ de rayon. Or, la mesure du rayon du cratère est d'environ $25\ \mu\text{m}$ (cf. Fig. 3.34). Mais nous avons également constaté (cf. Fig. 3.33) que des craquelures s'étendent autour du cratère, visibles jusqu'à $100\ \mu\text{m}$ de rayon. Ces simulations ont donc permis de confirmer qu'un point chaud de la taille du cratère, associé aux craquelures qui l'entourent, permet de générer de fortes pertes par diffusion réduisant le couplage au mode fondamental. De plus, l'impact qu'aurait ce point chaud sur la puissance intra-cavité présente une forte corrélation avec les données expérimentales et l'ordre de grandeur du temps caractéristique est respecté.

3.2. Étude de l'état de surface des miroirs

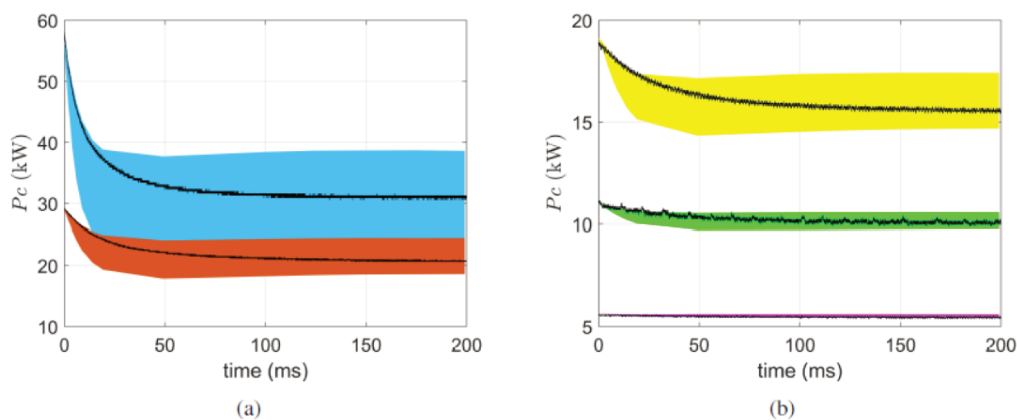


FIGURE 3.22: Comparaison entre les mesures et les simulations de P_c en fonction du temps pour différentes valeurs de P_{in} . En (a) (haut), $P_{in} = 16,4$ W, (bas) $P_{in} = 7,9$ W. En (b), de haut en bas, $P_{in} = 5,1$ W, $2,9$ W et $1,5$ W. Les parties colorées sont les résultats des simulations et les courbes noires les données expérimentales.

3.2 Étude de l'état de surface des miroirs

Dans la section 3.1, nous avons expliqué de quelle manière les effets de dilatation thermique des miroirs pouvaient avoir un impact sur la cavité. D'une part, la dilatation globale du substrat mène à un ré-ajustement de la position du miroir sur sa monture. D'autre part, une dilatation locale de la surface du miroir, liée à la puissance et à la taille du faisceau laser mène à un changement des paramètres optiques et géométriques de la cavité. Comme les performances des miroirs et de la cavité dépendent de la qualité de leur surface et plus exactement de la qualité du dépôt multi-couches, une étude détaillée est nécessaire. Nous avons réussi à stocker, en 2017, une puissance moyenne de 400 kW dans la Cavité Test. Bien que nous ayons connaissance des paramètres utilisés ce jour là et que nous utilisions toujours le même matériel, jamais cette valeur n'a pu être atteinte à nouveau. Nous en arrivons alors à la conclusion que les caractéristiques des miroirs se détériorent au fil du temps ou de leur utilisation. Il existe potentiellement des sources de pollution et c'est pourquoi nous nous sommes consacrés à différentes expériences menées dans le cadre d'un suivi et d'une étude de surface rigoureuse de ces miroirs. Pour ce faire, nous avons utilisé différents instruments pour caractériser les surfaces et d'autres pour les nettoyer. Premièrement, nous ferons un inventaire des différentes méthodes utilisées pour étudier la surface des miroirs en mettant en avant les avantages qu'elles apportent. Puis, nous ferons le point sur les différentes méthodes de nettoyage de ces surfaces. Enfin, nous nous attarderons en détail sur les résultats

obtenus pour conclure sur l'origine et le type de pollutions rencontrées.

3.2.1 Les méthodes d'étude de surface

Le Microscope Binoculaire

Ce type de microscope est (cf. Fig. 3.23) peu encombrant et fonctionne de manière entièrement mécanique, si on met à part les sources de lumière dont il est muni. Il est composé d'un oculaire, un diaphragme, un objectif, un porte-échantillon et d'une source de lumière. Cette dernière peut être placée à différents endroits. Nos expériences nous ont montré que la lumière en incidence rasante était plus appropriée à l'étude de ces miroirs car, étant transparents dans le visible, elle permet de distinguer la face avant de la face arrière tout en éclairant de manière optimale les centres de diffusion. Le microscope peut également être doté d'une caméra permettant l'acquisition numérique des images. Cet appareil optique a l'avantage d'être simple et rapide d'utilisation tout en atteignant des résolutions de l'ordre du micron. Il permet d'atteindre un zoom de 80x. C'est également un instrument non invasif et non destructif ce qui est primordial pour l'étude de miroirs de haute qualité.

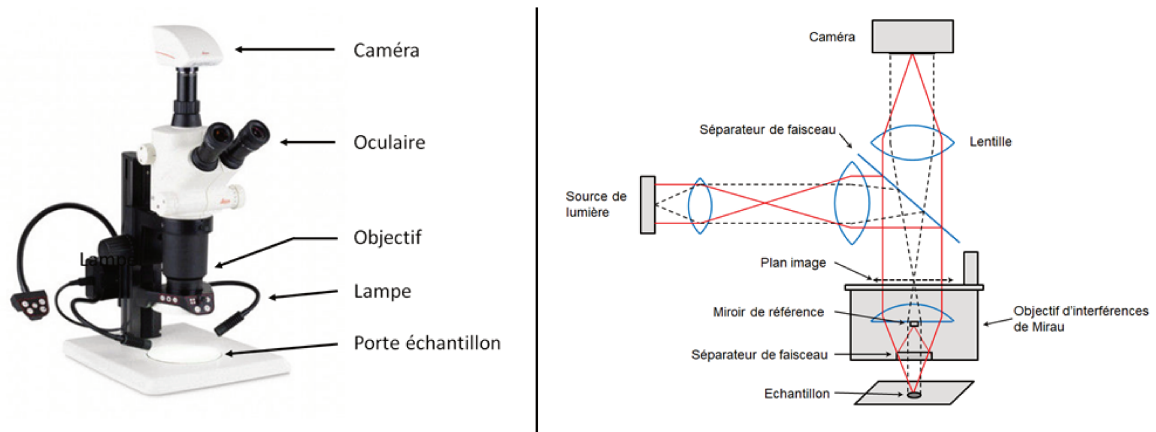


FIGURE 3.23: À gauche, image du microscope binoculaire utilisé. Marque Leica S8 APO en lumière blanche. À droite, schéma d'un microscope à interférences utilisable en interférométrie à balayage de cohérence [157].

Interférométrie à balayage de cohérence

L'interférométrie à balayage de cohérence (Coherence Scanning Interferometry en anglais, CSI) est aujourd'hui la technique dominante dans la microscopie par interférences [158]. Le principe est celui de l'interféromètre de Michelson, Mirau ou encore Linnik [159–161]. Il consiste à générer une onde électro-magnétique et à la séparer en deux ondes ayant les mêmes propriétés. L'une est dirigée vers une surface dont on connaît la distance et l'autre sur l'échantillon que l'on souhaite observer. Les deux bras ainsi créés doivent être exactement de la même longueur. Les deux ondes sont ensuite réfléchies en sens inverse. Une fois recombinaison, on observe des figures d'interférences entre les deux ondes en fonction de leur différence de phase. Ainsi, si la distance parcourue jusqu'à l'échantillon est différente de celle parcourue jusqu'à la référence, on pourra déduire cette différence de parcours via la différence de phase.

Les microscopes à interférences utilisant le CSI comme montré en Fig. 3.23 poussent cette technique à l'extrême. Un système mécanique effectue un balayage continu des interférences. Les données d'intensité sont simultanément enregistrées par un ordinateur pour chaque image ou pixel. Le système d'illumination de Köhler, la partie à l'horizontale sur la partie droite de la Fig. 3.23, image la source de lumière dans le plan image de l'objectif d'interférence. La lumière pénètre ensuite dans l'objectif et est séparée en deux faisceaux dont l'un des deux est envoyé sur l'échantillon. Ils sont alors recombinaison avant d'être dirigés vers la caméra qui permet de récupérer des informations précises de différence de phase. Après quoi, un algorithme peut reconstituer la cartographie de l'échantillon. Cela permet des mesures avec une résolution verticale sub-nanométrique ne dépendant pas de l'ouverture numérique du microscope. Nous avons utilisé cette méthode de mesure sur un instrument nommé *ZYGOnewview9000* afin de comparer les résultats aux mesures que nous avons effectuées au microscope à force atomique.

Le Microscope à Force Atomique (AFM)

L'AFM est un instrument de mesure permettant de faire de la cartographie de surface de haute précision (cf. Fig. 3.24 [162]). L'opportunité d'en utiliser nous a été donnée par Alexandre Dazzi de l'institut de physique-chimie de l'université Paris-Saclay. Son principe de fonctionnement est le suivant : un levier, au bout duquel est fixé une pointe nanométrique en contact avec l'échantillon, effectue des balayages au dessus de celui-ci. Le levier est plat et poli de telle sorte qu'il réfléchisse la lumière issue d'un laser projeté dessus. La lumière du laser est alors dirigée sur une photo-diode à 4-quadrants. Ce système de réflexion est utilisé pour amplifier le déplacement généré par la variation de hauteur de la pointe sur la surface. L'instrument peut ainsi déduire le déplacement de la pointe et donc le

changement de hauteur sur la surface de l'échantillon en fonction du déplacement du faisceau laser sur la photo-diode à 4-quadrants.

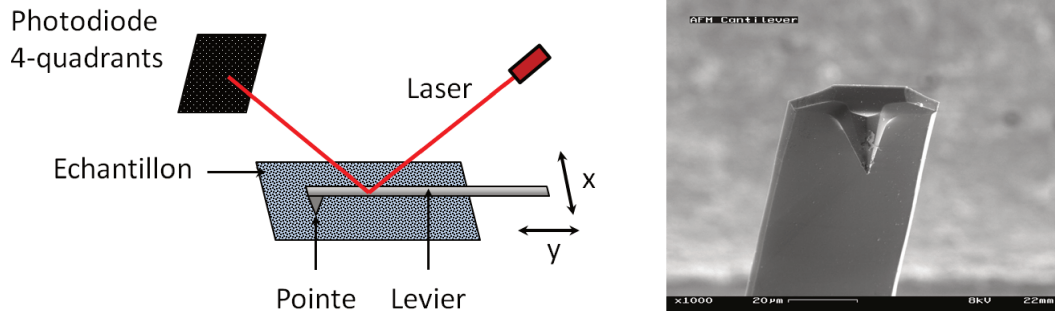


FIGURE 3.24: À gauche, schéma d'un AFM. Le levier peut se déplacer suivant les axes x et y . À droite, une image prise au microscope électronique d'une pointe d'AFM [163].

Un AFM peut fonctionner de trois différentes manières. La première est le mode contact dans lequel la pointe est placée en contact avec l'échantillon. Même si elle ne touche jamais vraiment les atomes de l'échantillon dû aux forces répulsives, cette méthode peut être destructrice pour l'échantillon [164]. La deuxième est le mode *tapping* [165]. Le levier est mis en résonance, il se met ainsi à vibrer à des fréquences de l'ordre de la centaine de kHz. Lorsqu'il se rapproche de la surface, l'amplitude d'oscillation diminue et permet d'en déduire la hauteur. Cette méthode, bien qu'invasive, n'est que peu destructrice de par son mode de fonctionnement en contact réduit. La dernière méthode est le fonctionnement sans contact. Comme pour la mode *tapping*, le levier est mis en résonance et on l'approche de la surface. Les forces attractives des atomes font alors varier l'amplitude d'oscillation de la pointe lorsqu'elle se rapproche de la surface. Cela permet d'en déduire la cartographie et en fait une méthode non invasive et non destructrice bien que moins précise que les précédentes. Elle est principalement utilisée sous vide, milieu dans lequel les perturbations extérieures sont moindres. Nos mesures nécessitant la meilleure résolution mais ne devant pas détériorer la surface des miroirs, nous utiliserons la deuxième méthode, le *tapping*. Celle-ci permet d'atteindre une résolution de 1 nm en vertical et 10 nm en horizontal sur une surface carrée de 100 nm à 100 µm de côté.

La dernière utilisation potentielle des AFM est la mesure d'élasticité. Elle permet, selon les propriétés du levier utilisé, de déduire le module d'Young de la surface [166]. Le levier est mis en résonance puis amené en contact de la surface. Ainsi, la fréquence du levier est modifiée en fonction de l'élasticité de la surface avec laquelle il est en contact. Selon son diamètre et son matériau, le levier aura

3.2. Étude de l'état de surface des miroirs

une fréquence de résonance différente et la méthode permettra de mesurer des gammes d'élasticité différentes bien que limitée aux modules d'Young faibles. On peut donc l'utiliser pour déterminer la nature du matériau auquel on s'intéresse ou encore pour trouver la délimitation entre deux matériaux.

Pour conclure, l'AFM est une méthode invasive et non-destructrice lorsque l'on utilise le mode de mesure adapté. Elle produit des cartographies d'une résolution exceptionnelle en des temps relativement courts (de l'ordre de 45 min pour une image de 100 μm de côté).

Le Microscope à Force Atomique couplé à la Spectroscopie Infra-Rouge (AFM-IR)

Cette méthode couple le principe de mesure cartographique et la sensibilité de l'AFM avec la dilatation thermique induite par un rayonnement infrarouge. Son concept a été développé en 2005 par Alexandre Dazzi et ses collègues à l'université Paris-Saclay [167–170]. C'est d'ailleurs à ses côtés qu'ont été faites les mesures à l'AFM et à l'AFM-IR de cette thèse. Il est connu que les liaisons entre différents atomes absorbent des longueurs d'onde différentes. L'idée est donc qu'en ayant à disposition un laser infrarouge hautement accordable on puisse sonder la fréquence d'absorption d'une surface. La dilatation induite par l'absorption de la puissance laser peut être mesurée par l'AFM. Cela nous permet de déduire la composition de l'échantillon grâce à des abaques. Le schéma est le même que celui de l'AFM en Fig. 3.24 avec un laser IR au-dessus.

La spectroscopie IR allant de 2.5 à 20 μm permet de sonder directement les vibrations moléculaires de la matière. Elle peut être utilisée pour identifier des espèces chimiques à l'échelle du micromètre. Néanmoins, elle reste restreinte par la limite de diffraction de l'ordre de 3 à 30 μm selon la longueur d'onde utilisée. Le couplage AFM-IR donne la possibilité d'obtenir la cartographie et le spectre d'absorption au même moment sur un échantillon. Cela peut s'avérer crucial dans certaines études comme les nôtres où une pollution externe peut se déposer à n'importe quel moment.

La mesure d'absorption par effet mirage

Différentes méthodes existent dans le but de mesurer l'absorption d'un échantillon. Pour un milieu transparent, comme peut l'être un miroir diélectrique, on peut connaître l'absorption en mesurant la transmission de la lumière au travers du miroir en différentes positions. Une addition de la lumière réfléchie et diffusée permet alors de déduire l'absorption de l'échantillon. Ce type de méthodes est efficace mais elles sont limitées par leurs marges d'erreurs relatives entre les coefficients de diffusion, de réflexion et d'absorption. Elles ne sont donc plus fiables lorsque le

coefficient d'absorption est de l'ordre du *ppm*.

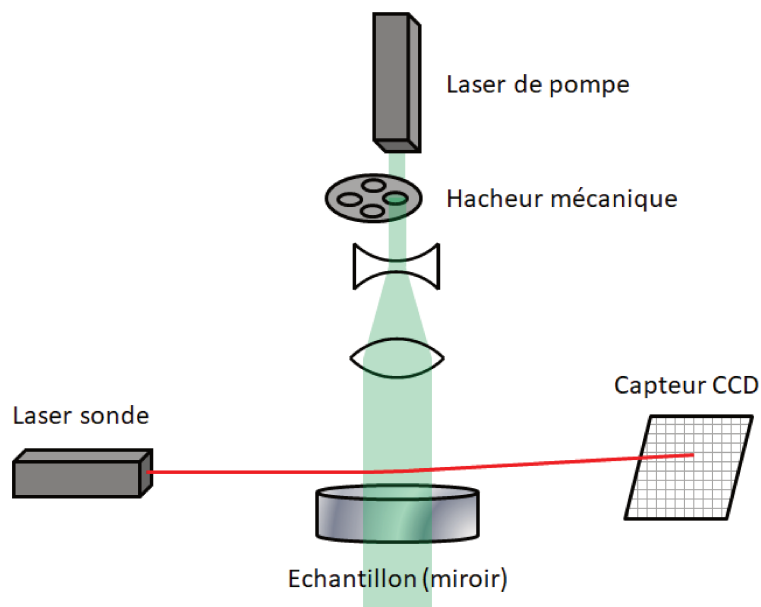


FIGURE 3.25: Schéma de principe de la mesure d'absorption par effet mirage.

Dans ce type de cas, on effectue des mesures dites de *spectroscopie photo-thermique*. À défaut de déduire l'absorption via une mesure de transmission, ces méthodes sont une mesure réelle de l'absorption. La caractérisation du coefficient d'absorption des optiques utilisées dans cette thèse a été effectuée par le *LMA* grâce à des mesures d'absorption par spectroscopie photo-thermique aussi appelées mesures d'absorption par effet mirage (cf. Fig. 3.25) [147]. Le principe est de diriger vers le miroir un faisceau laser modulé périodiquement à basse fréquence pour lequel ce miroir est transparent. On l'appelle le faisceau de pompe. Il est considéré comme une source de chaleur qui sera absorbée par les défauts du miroir. Comme l'intensité est périodique, il résultera de l'interaction une onde thermique se propageant dans l'air environnant. On utilise alors un faisceau laser, appelé faisceau sonde, dirigé en incidence rasante du miroir. De la même manière que lorsque l'on observe un mirage dans la vie courante, le faisceau sonde est dévié par l'onde thermique et le gradient d'indice qu'elle génère. Finalement, la mesure de l'intensité de la déviation du faisceau sonde permet de déduire l'absorption du miroir.

3.2.2 Les résultats

L'idée initiale de notre suivi était d'observer la détérioration supposée des miroirs au fur et à mesure des différentes expériences. La précision des instruments de

3.2. Étude de l'état de surface des miroirs

mesure à notre disposition nous a mené au besoin d'optimiser les techniques de nettoyage. Ainsi, nos études de surfaces ont pu montrer leur efficacité lors de l'apparition d'un défaut dans la surface de l'un des miroirs. Nous présenterons donc ces résultats en commençant par différencier les techniques de nettoyage. Puis, nous discuterons des observations faites à propos du vieillissement des miroirs avant de terminer sur l'observation et l'étude de la formation d'un *cratère* à la surface de l'un des miroirs.

Les techniques de nettoyage

La propreté est l'un des paramètres fondamentaux et impératifs au stockage de haute puissance moyenne dans une cavité optique. C'est une chose que notre groupe sait depuis des années, mais dernièrement, nous l'avons poussé au maximum de nos moyens. Car, si l'on sait qu'une perte de 100 ppm réduirait le gain de la Cavité Test de moitié, une simple poussière pourrait en faire autant. De plus, la présence d'un faisceau laser de haute puissance moyenne sur une poussière aurait pour effet de la brûler et donc d'abîmer le revêtement de manière irréversible. C'est pourquoi l'ensemble des manipulations se fait sous un flux ISO 5 avec une tenue complète de salle blanche (cf. Fig. B.1 Annexe B). Nous avons également connaissance d'un autre problème, nous n'avons jamais pu stocker de nouveau 400 kW dans la Cavité Test, ce qui veut dire que les miroirs ont été pollués ou détériorés d'une manière ou d'une autre. C'est pourquoi différentes techniques de nettoyage ont été testées et mises en place.

Nettoyage au First Contact™

Cette méthode de nettoyage consiste à déposer une couche d'un liquide visqueux appelé First Contact sur la surface d'un miroir. Ce liquide sèche après plusieurs dizaines de minutes pour laisser une couche de plastique. Après quoi, il est possible de le retirer en appliquant une bande de ruban adhésif sur celui-ci. En principe, les dépôts sur la surface du miroir sont retirés avec la couche de plastique. C'est une technique peu intuitive car elle demande l'application, directement sur la surface hautement réfléchissante du miroir, du liquide à l'aide d'un pinceau. Mais aucune détérioration des miroirs n'a été observée. En revanche, cette méthode n'a pas montré une amélioration constante et fiable des performances des miroirs. De plus, il est arrivé plusieurs fois que des morceaux de plastique restent collés sur les côtés des miroirs nous gênant par la suite lors de leurs manipulations délicates. C'est pourquoi nous avons délaissé cette méthode vers d'autres, moins contraignantes, aux résultats plus fiables et plus rapides.

Nettoyage au tissu optique

C'est une technique simple et relativement efficace qui consiste à déposer quelques gouttes d'éthanol ou d'isopropanol sur un tissu de nettoyage optique puis de faire un passage net et mesuré en appliquant le tissu sur la surface du miroir. Effectuer ce passage plusieurs fois et dans la même direction, en changeant de tissu à chaque fois, permet de retirer les impuretés de la surface et, si elles n'adhèrent pas au tissu, de les déplacer jusqu'au bord du miroir.

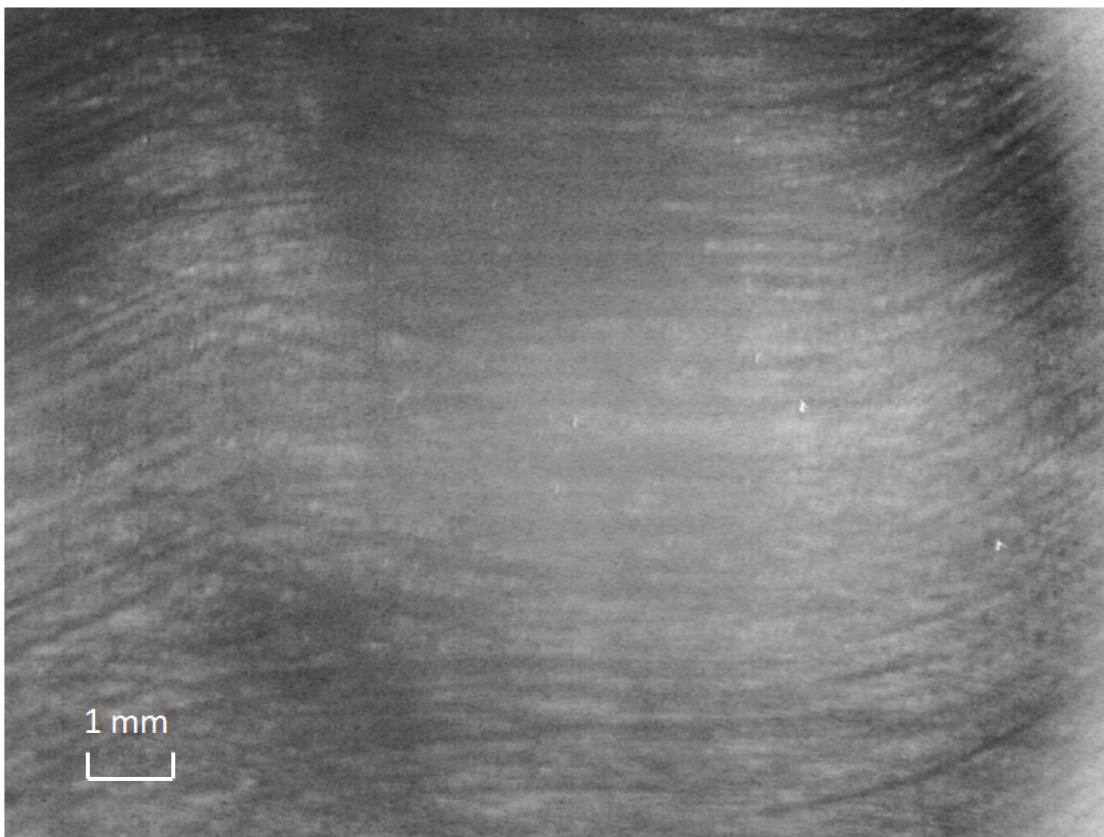


FIGURE 3.26: Image du miroir M_3 de la Cavité Test au microscope optique après un nettoyage au tissu optique contenant quelques gouttes d'acétone puis d'isopropanol.

Pour cela, de l'éthanol ou isopropanol propre doit être utilisé, si possible pur à plus de 99 %, afin que son évaporation laisse le minimum de résidus. L'amélioration de cette méthode mène à l'utilisation d'un deuxième solvant, l'acétone. Celui-ci a une solubilité supérieure à l'éthanol et l'isopropanol. Il permet ainsi de retirer de plus nombreuses particules. En revanche, il a l'inconvénient de laisser plus de dépôts à

3.2. Étude de l'état de surface des miroirs

l'évaporation et il faut donc toujours accompagner son passage d'un deuxième à l'éthanol ou l'isopropanol. Cette technique est efficace, néanmoins, à des niveaux de réflectivité tels que ceux de nos miroirs, de l'ordre de la dizaine de ppm de pertes, les résidus de cette manipulation peuvent mener à la détérioration des propriétés des miroirs. La Fig. 3.26, prise au microscope optique, illustre ces propos. On y observe la présence de traces de nettoyage et de poussières (en blanc). La succession de plusieurs passages acétone/isopropanol permet de réduire la quantité de dépôts organiques sur la surface du miroirs et la trace laissée par le nettoyage est alors moins importante bien que cela reste visible au microscope optique.

Nettoyage au Glow Discharge

La deuxième méthode utilisée est le nettoyage par application d'une décharge plasma. Pour ceci, nous avons utilisé un instrument nommé *Glow Discharge* (cf. Fig. 3.27). Cet appareil est doté d'une cathode et d'une anode, le tout situé dans une chambre à vide. L'application d'un champ électrique sous vide met en mouvement les électrons qui ionisent alors le gaz résiduel de la chambre à vide. Selon le courant appliqué, différents régimes de décharge électrique se produisent. Le gaz choisi permet également d'optimiser l'expérience. C'est une technique de nettoyage utilisée dans le domaine des rayons X pour nettoyer des pièces ayant été carbonisées comme des miroirs contaminés [171]. Nous suspectons la présence de ces liaisons suite aux manipulations à forte puissance ayant été effectuées sur les miroirs de la Cavité Test.



FIGURE 3.27: À gauche : photo du *Glow Discharge* en fonctionnement utilisé pour le nettoyage des miroirs. On peut voir l'un des miroirs de la cavité disposé au centre de l'appareil. À droite : photo du *Spin coater*, le miroir est placé sur un support tournant sous la cloche en plastique.

Dans notre cas, nous fonctionnons de 1 à 30 mA , ce qui correspond à 0.2 à 7 W

sans ajouter de gaz particulier dans l'enceinte, nous utilisons donc de l'air ambiant. Celui-ci, bien qu'il contienne des particules d'eau n'apporte que peu de différences avec l'azote, plus souvent utilisé [172]. Le temps d'exposition peut ensuite être choisi en fonction de la puissance appliquée : des expériences ont montré que des temps d'exposition de l'ordre de quelques dizaines de minutes pour des puissances de quelques dizaines de Watt [171] sont efficaces. L'expérience la plus intense à laquelle nous avons procédé a été faite à 7 W pendant 15 min. Cette méthode de nettoyage est faite pour retirer les dépôts de carbone fixés sur les matériaux et dans notre cas, le microscope n'a pas permis d'en observer. De plus, cet appareil a toujours été utilisé en combinaison du *Spin Coater* présenté dans la section suivante. Nous ne pouvons finalement pas affirmer avec certitude que le *Glow Discharge* participe à l'amélioration de la finesse même s'il ne la détériore pas. En revanche, l'impact du *Spin Coater* sur la finesse a toujours été positif, nous avons observé des retours aux performances initiales après des chutes de 10% de la finesse.

Nettoyage au Spin Coater

La dernière méthode mise en place est le *Spin Coater*, voir Fig. 3.27. Suite aux conseils du LMA sur les techniques de nettoyage, nous avons fait l'acquisition d'une machine qui sert initialement à appliquer des revêtements homogènes sur des surfaces. Celle-ci permet de mettre en mouvement de rotation rapide un objet (jusqu'à 10 000 tr/min). Nous avons donc dessiné un support de miroir adaptable à cette machine que le fabricant a pu nous fournir. Le miroir est maintenu par dépression (grâce à une pompe primaire) sur la face arrière, puis mis en rotation. Dans le cas du nettoyage, nous savons qu'il est important que le solvant utilisé laisse le moins de résidus possible à l'évaporation. Dans ce cas, le plus efficace est l'eau déminéralisée. C'est pourquoi, durant le processus de rotation du miroir à 6000 tr/min, nous projetons de l'eau ultra-pure, issue d'un processus d'osmose inverse (18 M Ω de résistance), sur le miroir à l'aide d'un flacon muni d'une pissette. Simultanément, nous appliquons un coton-tige en partant du centre du miroir vers l'extérieur en humidifiant auparavant le coton-tige avec l'eau pure. Nous répétons ainsi plusieurs passages en quelques dizaines de secondes. Le résultat obtenu avec cette méthode est encore meilleur comme en témoigne la Fig. 3.28 qui nous montre le même miroir que la Fig. 3.26 mais après l'utilisation du *Spin Coater*.

Pour conclure, cette méthode est de loin la plus efficace mais nous conseillons de l'utiliser en complémentarité du nettoyage à l'acétone qui permet de détacher les impuretés les plus solidement collées à la surface. Après quoi, nous avons toujours retrouvé les performances optimales des miroirs à basse puissance stockée, à savoir les performances lors de leur réception.

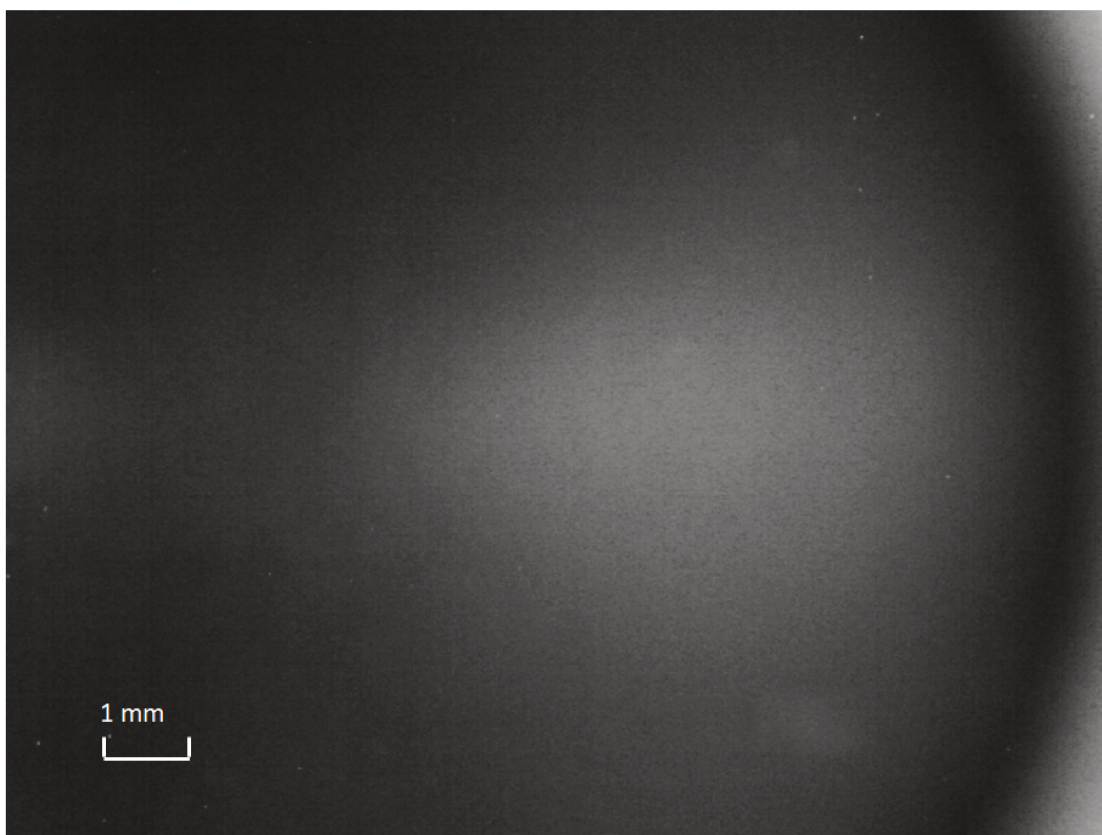


FIGURE 3.28: Image du miroir M_3 de la Fig. 3.26 de la Cavité Test au microscope optique après nettoyage au *Spin Coater*. Plus aucune trace n'est visible (même contraste et luminosité que la Fig. 3.26).

Le vieillissement des miroirs

Après nettoyage, les études préliminaires au microscope optique ont montré la présence de centres de diffusion du côté de la face réfléchive des miroirs (cf. Fig. 3.29). Néanmoins, la profondeur de champ du microscope est plus grande que l'épaisseur de l'empilement des couches réfléchives. Il est donc impossible de déduire la profondeur exacte des centres de diffusion avec cette mesure. C'est pourquoi nous avons recouru à une étude plus poussée à l'AFM en complément de spectroscopie IR. Nous avons pu faire plusieurs mesures sur des zones propres, des zones polluées et des rayures.

Les cartographies obtenues avec le spectre d'absorption correspondant sont pour la plupart similaires à l'image montrée en Fig. 3.30. Cette mesure montre que la surface des miroirs produits par le LMA possède une planéité meilleure que la

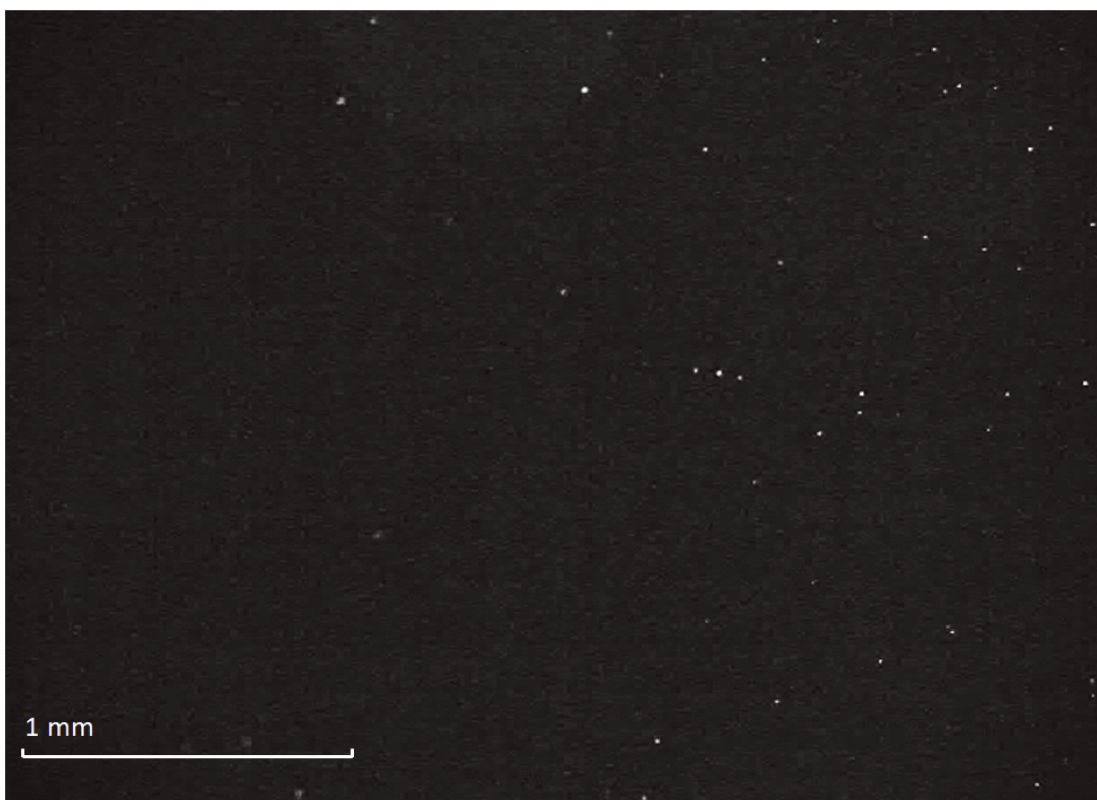


FIGURE 3.29: Image du miroir M_1 de la Cavité ThomX au microscope optique en lumière rasante permettant d'illustrer la présence de centres de diffusion (i.e. les points blancs).

résolution de l'AFM, elle est donc au minimum sub-nanométrique.

Le spectre d'absorption obtenu correspond au matériaux contenus dans la section illuminée par le laser IR du spectromètre. Il nous renseigne donc sur les éléments présents au point de visée en rouge sur la Fig. 3.30 mais également sur ceux présents dans un rayon de moins d'un micron. Concentrons-nous sur la présence de deux pics d'absorption à 1040 cm^{-1} et 1150 cm^{-1} . On sait que la dernière couche de nos miroirs est composée de SiO_2 . Or, la gamme de 1040 cm^{-1} à 1150 cm^{-1} regroupe les raies d'absorption de chaînes carbonées C, silicium Si et Oxygène O. Ces mesures ont été effectuées sur différentes parties de surfaces propres ainsi que sur des rayures. À chaque fois, les deux raies d'absorption ont été retrouvées. C'est donc du SiO_2 que l'on a mesuré sur la Fig. 3.30. On peut également mentionner que les spectres d'absorption sur la surface et au creux de la rayure sont les mêmes. On peut en déduire que la profondeur de la rayure est inférieure à l'épaisseur du revêtement. Dans le cas d'une surface moins propre, c'est la présence de poussières

3.2. Étude de l'état de surface des miroirs

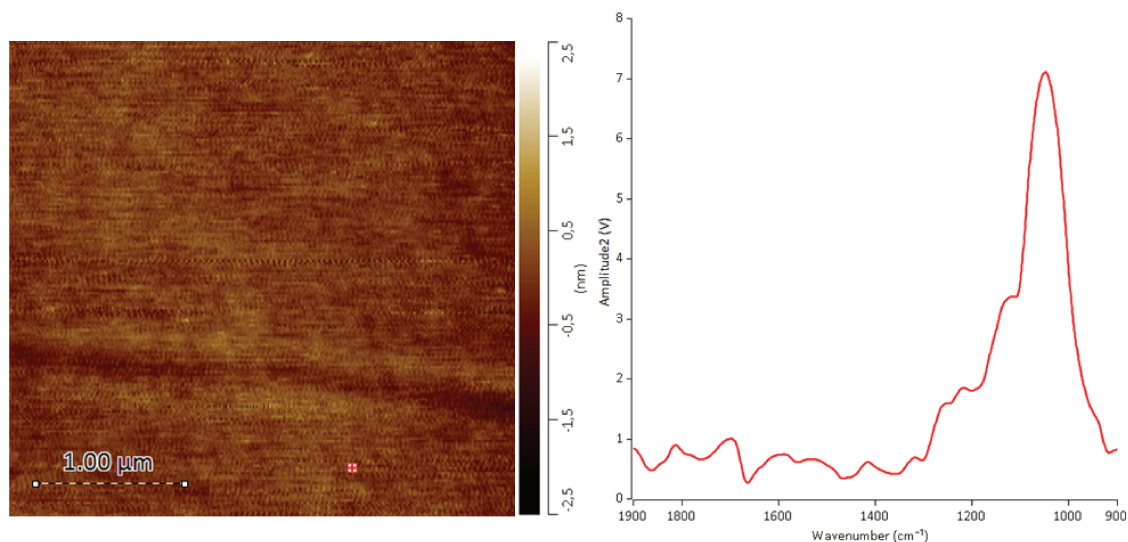


FIGURE 3.30: À gauche : balayage AFM d'une surface propre du miroir M_2 . À droite : spectre obtenu à l'AFM-IR (cf. section 3.2.1) à l'emplacement du marqueur rouge sur l'image de gauche. L'amplitude est arbitraire. La valeur en cm^{-1} correspond à la longueur d'onde de balayage du laser IR du spectromètre.

qui est venue perturber la mesure. Celles-ci se déposant principalement pendant le transport du miroir, depuis la cavité jusqu'au laboratoire où la mesure à l'AFM est faite ou encore pendant cette prise de mesures, leur présence reste mineure.

La Fig. 3.31 illustre néanmoins l'information récoltée après un passage d'AFM sur une poussière. Celle présente sur l'image fait une taille de l'ordre du micron et on peut très bien imaginer en rencontrer de toutes les tailles. La présence de ce type de particules sur la surface des miroirs est totalement contraire aux objectifs de haute finesse et haute puissance. Mais l'application d'un nettoyage au *spin coater* directement avant installation permet de les retirer de manière sûre et répétable. Si l'on compare le spectre obtenu en Fig. 3.31 à celui de la Fig. 3.30, on observe alors des similitudes entre les deux images. Les plus importantes sont les deux pics d'absorption à 1040 cm^{-1} et 1150 cm^{-1} qui correspondent à la surface du miroir. Quant aux différences, on observe deux pics à 1580 cm^{-1} et 1700 cm^{-1} sur le spectre d'absorption de la Fig. 3.31. L'abaque indique que ces raies d'absorption correspondent à des chaînes Carbone-Oxygène ou encore Azote-Hydrogène. On peut en conclure que c'est de la matière organique polluante conformément à l'hypothèse de la poussière. En revanche, cela ne nous permet pas de connaître la molécule exacte.

Finalement, ces études n'ont permis de remarquer aucun lien entre les centres de

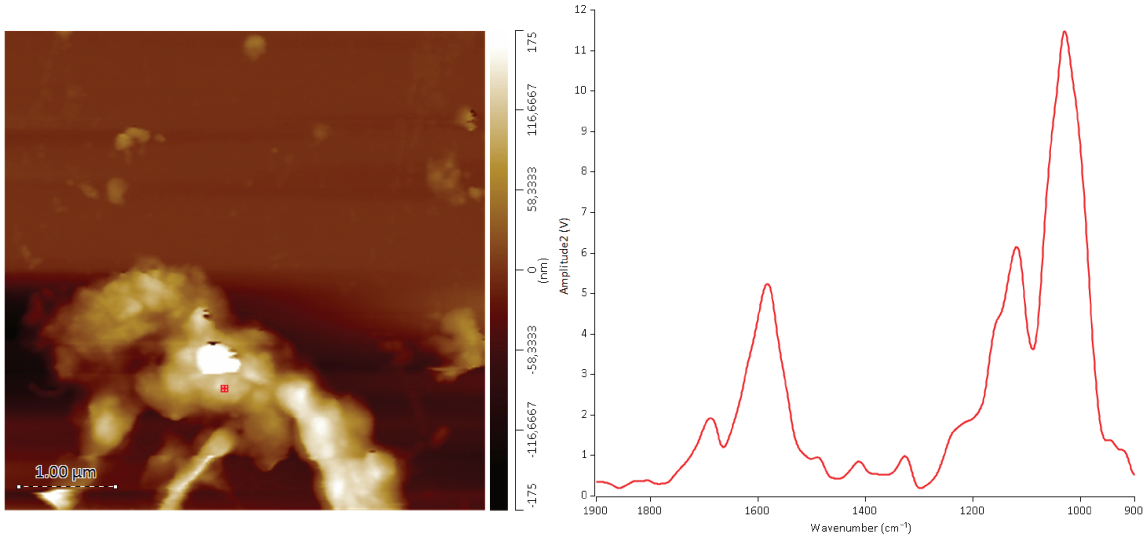


FIGURE 3.31: À gauche, scan AFM d'une surface polluée du miroir M3. À droite, spectre IR récolté à l'emplacement du marqueur rouge sur le scan AFM.

diffusion et la cartographie des miroirs. Nous en venons donc à la conclusion que les centres de diffusion sont situés dans le revêtement des miroirs et non en surface, ce que sont venues confirmer les discussions avec le LMA qui nous a indiqué que le processus de revêtement peut induire la création d'agglomérats. Ils peuvent apparaître à cause de la non-uniformité d'une couche à un endroit précis et sont probablement créés par la pollution d'ions métalliques issus de l'enceinte du processus de revêtement. Ceux-ci, arrachés par le faisceau d'ions Oxygène lorsque la cible de Tantale est visée, peuvent se mêler au revêtement et ainsi être la base d'une in-homogénéité dans celui-ci. Néanmoins, nous avons réussi à observer une modification de la surface des miroirs due au stockage de forte puissance moyenne. Nous avons pu en mesurer la taille et la forme qui correspondent à ce que nous appelons un cratère.

La formation d'un cratère

Comme expliqué en section 3.1.5, une chute de la puissance stockée a été observée durant une montée en puissance aux alentours de 40 kW dans la cavité. Mais la mise en place de mesures systématiques de l'état des miroirs au microscope optique a permis d'observer un changement de l'état de surface du miroir d'entrée M_1 après la chute de puissance. La Fig. 3.32 expose la photo du miroir prise au microscope avant et après la chute de puissance.

3.2. Étude de l'état de surface des miroirs

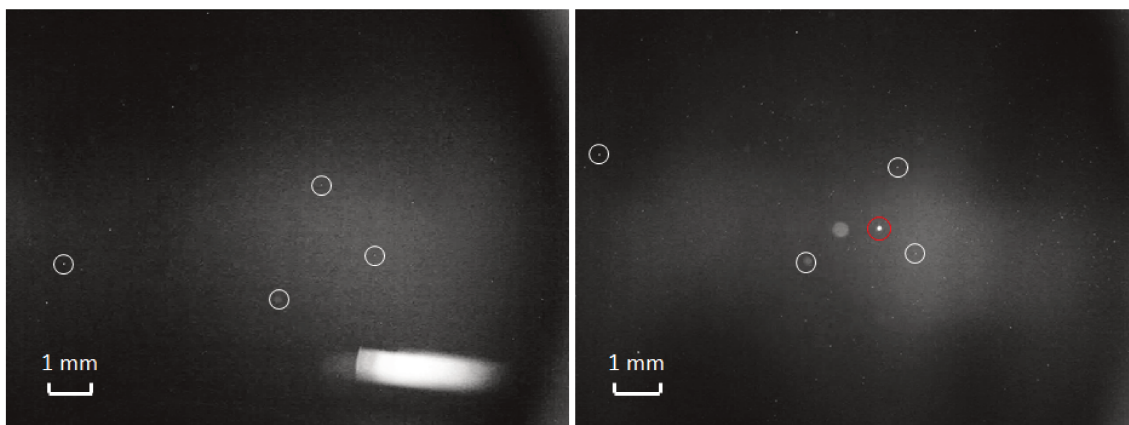


FIGURE 3.32: À gauche : la photo prise au microscope optique avant installation du miroir M_1 dans la cavité. À droite : la photo du même miroir avec une orientation similaire après remontage du miroir, observation de la chute de puissance et nettoyage. Les cercles blancs ciblent des centres de diffusion servant de références à la position du miroir et le cercle rouge met en évidence le nouveau centre de diffusion.

Nous avons alors remarqué une différence, un nouveau centre de diffusion plus large et plus diffusant que les autres. Le miroir a été nettoyé et ce centre de diffusion est resté au même emplacement, ce n'est donc pas une poussière sur la surface du miroir. La chute de puissance à seulement 40 kW de puissance stockée est à première vue une chose étonnante car ces mêmes miroirs ont supporté le stockage d'une puissance moyenne de 400 kW. Les centres de diffusion étudiés dans la section précédente sont situés dans le revêtement. Nous avons peu d'informations sur le changement de structure de ces défauts au cours du temps et de l'exposition laser. Mais l'hypothèse la plus probable est qu'une poussière se soit déposée sur les miroirs entre le moment de la prise d'image post-nettoyage et l'installation des miroirs dans leur monture jusqu'à la mise sous vide de l'enceinte. Et ce, malgré les précautions de manipulation décrites en Annexe B.

Les études au microscope ont été poussées plus en avant afin d'en apprendre plus sur la nature de cet impact, voir image gauche de la Fig. 3.33. Sur cette photo, plusieurs choses attirent l'attention. On observe premièrement la forme circulaire de l'impact. On distingue ensuite que cette forme semble avoir un rebord et un centre d'une forme particulière. Enfin, on remarque une forme striée tout autour de la structure qui semble partir de celle-ci, là où la surface du miroir n'en présente normalement aucune. Cette image confirme que ce défaut observé après la chute de puissance est une détérioration de la surface du miroir. On imagine alors une

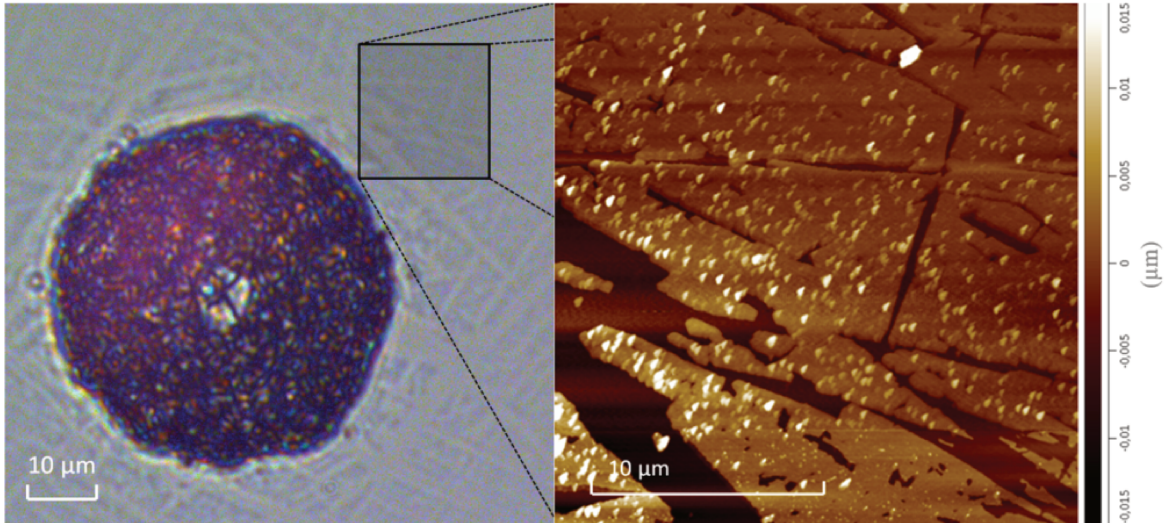


FIGURE 3.33: À gauche : photo prise au microscope optique du nouveau centre de diffusion entouré en rouge sur la partie droite de la Fig. 3.32. À droite : zoom sur une partie de l'image de gauche pris à l'AFM.

forme creusée que rien ne confirme pour le moment. Il faut également définir si la forme striée autour du cratère correspond à la surface du miroir ou bien si c'est quelque chose que l'on voit par transparence sous les premières couches du revêtement. Des mesures à l'AFM sur les stries ont permis d'obtenir l'image de droite en Fig. 3.33. Les stries de la Fig. 3.33 ont une profondeur d'environ 15 nm et s'étendent sur environ 100 µm autour du cratère [155]. La première couche du revêtement est composée de SiO_2 et fait 343 nm d'épaisseur ce qui indique que la profondeur de ces stries s'arrêtent dans celle-ci. De plus, ces stries n'apparaissent qu'à proximité du cratère et semblent être tangentes à son contour.

Notre hypothèse est que la formation du cratère déforme les alentours et libère les tensions dans le revêtement ce qui mène à la fissuration de celui-ci. On distingue également la présence de nombreux points plus hauts que la surface du miroir, comme des « bulles », points que l'on ne retrouve pas à plus grande distance du cratère. Ils pourraient être des projections issues de l'impact laser, d'une explosion.

L'image (a) de la Fig. 3.34 correspond à la carte topographique de la zone d'impact tandis que la (b) montre le profil transversal en passant par le centre de l'impact. On peut noter un trou dans le revêtement accompagné d'un rebord surélevé. Le cratère a un diamètre d'environ 50 µm, conforme à ce que l'on avait vu au microscope, il est profond de 2 µm et le rebord haut de 1 µm. Cette image AFM révèle une structure relativement uniforme dans la pente du cratère. On remarque éga-

3.2. Étude de l'état de surface des miroirs

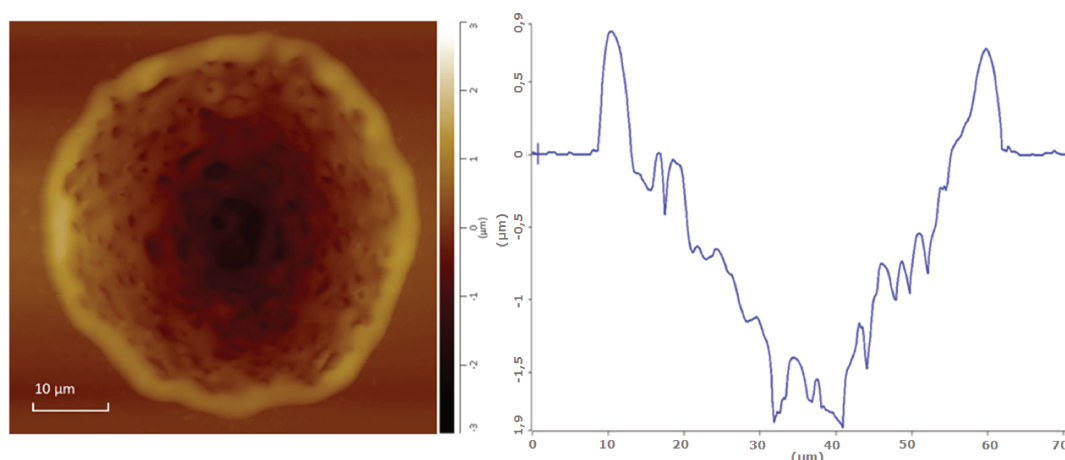


FIGURE 3.34: À gauche : carte topographique du cratère situé sur M1 obtenue à l'AFM. À droite : vue en coupe horizontale du cratère.

lement qu'une bosse est présente en son centre. Afin d'apporter plus de certitude dans l'hypothèse de la pollution d'une poussière, nous avons également recouru au test d'élasticité cité en section 3.2.1. Ce test étant limité par la fréquence de résonance du levier de l'AFM, il ne peut que mesurer des modules d'Young faibles. Il est donc limité aux matériaux mous comme le serait un polymère ou une poussière organique. La mesure, effectuée à différents emplacements du cratère comme le centre, la pente, le rebord, le fond des stries et la surface du miroir, n'a révélé la présence d'aucun matériau mou. Ainsi, si la source de l'explosion est un matériau mou comme une poussière organique, il n'est plus présent ou alors dispersé sur la surface. De plus, l'AFM a la particularité de déplacer les particules qui ne sont pas fixées sur la surface. L'AFM permet également de reconstruire une carte en trois dimensions du cratère, ce qui a également pu être fait avec une mesure au *ZYGO newview* 9000 [173]. La Fig. 3.35 permet de comparer les deux reconstructions en trois dimensions.

On peut voir sur les deux images qu'il s'agit du même cratère. On peut vérifier que l'orientation est la même sur les deux images grâce à la présence de deux petites bosses à gauche du cratère. Mais les deux analyses donnent tout de même quelques différences, l'image obtenue au *ZYGO* semble plus nette que celle obtenue à l'AFM. D'après notre expérience, nous avons plutôt tendance à croire les résultats donnés par l'AFM, celui-ci étant calibré et ayant prouvé pouvoir donner des résolutions de l'ordre du nanomètre, répétables, et avec précision. De plus il s'est avéré que le *ZYGO* était mal calibré durant la manipulation si bien que les mesures de longueurs sont fausses, bien que les proportions soient respectées.

En conclusion, de nombreuses informations ont été récoltées sur les caractéristiques

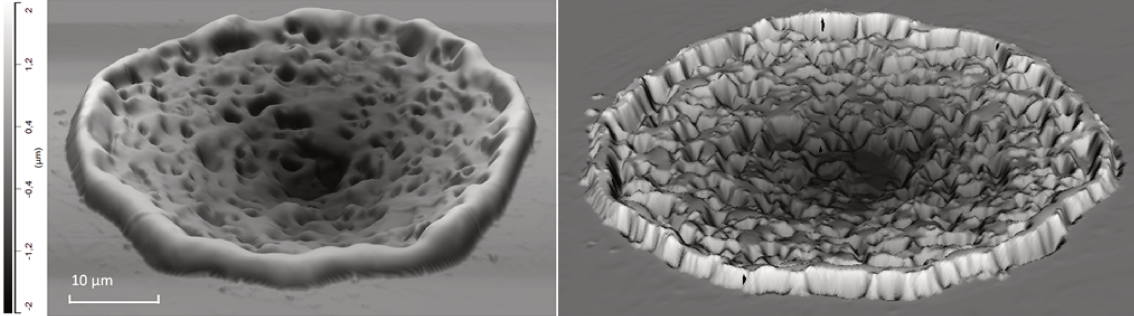


FIGURE 3.35: À gauche : une vue isométrique du cratère sur le miroir M1 obtenue grâce à un AFM. À droite : vue du même cratère, orienté dans la même direction, obtenue au ZYGO.

géométriques du cratère apparu sur notre miroir. Nous avons également pu essayer la mesure du module de Young (cf. section 3.2.1) mais ces résultats ne permettent pas de conclure quant à la source de ce problème thermique. Une recherche bibliographique sur l'endommagement des revêtements des miroirs a été faite dans le but de comprendre les origines du cratère. Elle sera résumée dans la section suivante.

3.2.3 Mécanismes d'endommagement des miroirs

Beaucoup d'études ont été menées sur la détérioration des miroirs et de leurs revêtements, menées à bien pour différentes longueurs d'ondes, durées d'impulsion et matériaux. Nous avons regroupé dans cette section les études les plus proches de nos expériences menant à des dégâts similaires à ceux que nous avons observé. Le cratère apparu sur le miroir M_1 de notre Cavity Test a été créé avec 40 kW de puissance moyenne. Avec un faisceau laser d'un rayon d'environ 1 mm sur la surface du miroir, des impulsions de 250 ps à 133 MHz, on obtient une énergie de 10 mJ/cm². Un autre point important est que ces mêmes miroirs ont supporté une puissance moyenne de 400 kW sans se détériorer, ils ont donc résisté à des impulsions de 100 mJ/cm². Les dégâts générés par un faisceau laser sont nommés *Laser-Induced Damage* (LID) et définis par la norme ISO 21254 – 1 [174]. Ils se caractérisent par toute modification irréversible de la surface ou du volume d'un matériau pouvant être observée au microscope différentiel à contraste d'interférence (aussi appelé microscope de Nomarski [175]). Les premières études sur les dégâts induits par les lasers ont commencé en 1960 [176] dans le cadre des premières cavités optiques composées de miroirs au revêtement métallique rapidement endommagé. L'apparition des revêtements diélectriques multi-couches a permis une nette augmentation des seuils de dommages. Afin de comprendre les différents processus entrant en

3.2. Étude de l'état de surface des miroirs

jeu dans notre cavité, un point sur les différents régimes temporels et les effets thermiques induits est nécessaire. En terme de processus physiques mis en jeu, nous verrons que les lasers picoseconde correspondent à un entre-deux. Ils font la jonction entre deux catégories, le régime nanoseconde et le régime sub-picoseconde. Nous allons donc déterminer le type de régime correspondant à nos impulsions.

Le régime nanoseconde

Les impulsions laser sont définies comme étant longues lorsque leur durée est supérieure au temps de relaxation du matériau irradié soit généralement lorsqu'elles sont de quelques nanosecondes ou plus [177, 178]. Tout d'abord, un photon incident arrache un électron à un atome. L'atome est alors dans un état excité et lors de la réorganisation de ses électrons, un photon est émis. L'énergie de ce photon est transmise à la maille de la matrice environnante alors que l'impulsion laser nanoseconde vient d'arriver. L'énergie relâchée se manifeste par des effets thermiques ou des ondes de choc. L'application d'un fort flux peut mener le matériau à fondre ou se vaporiser.

Dans notre cas, on utilise un faisceau infra-rouge, à l'absorption faible dans les miroirs diélectriques. Les miroirs sont polis à des rugosités (écart-type) sub-nanométrique ce qui en réduit encore l'absorption. Seuls les lasers de haute puissance peuvent ainsi mener à des détériorations des miroirs directement via un dépassement du seuil de dommage. Les dégâts en régime nanoseconde sont donc généralement initiés par les défauts disposant d'une absorption supérieure à celle du matériau. Ces défauts peuvent avoir diverses origines comme des agglomérats apparus lors de la préparation du substrat (polissage, nettoyage, stockage), de la chambre à vide ou directement du procédé de dépôt du revêtement (canon à ions, creuset) ou encore des défauts mécaniques dans la structure du matériau.

Le régime sub-picoseconde

Dans le cas du régime d'impulsions courtes ou sub-picoseconde, les dégâts des lasers résultent de la formation d'un plasma après excitation des électrons [177]. Cela mène à la fusion de la surface sur laquelle est focalisé le laser et donc à l'ablation de la matière [179]. Ainsi, le seuil de dommages est majoritairement lié aux limitations du matériau et peu lié à la présence de défauts [180]. Il a également été montré que le seuil de dommages induit par le laser est linéairement corrélé à l'intensité du champ électrique [180–182]. Des modèles existent afin de prédire le seuil de dommages des composants optiques [180, 183, 184]. À cette échelle, les processus électroniques sont donc les seuls à être sollicités et le seuil de dégâts est nettement défini. La littérature nous donne des valeurs supérieures au J/cm^2 pour le Ta_2O_5 et le SiO_2 . Ces valeurs sont plus de cent fois supérieures à celle pour

laquelle notre miroir a été endommagé. De plus, l'ablation est un phénomène bien connu et caractéristique comme en témoigne la photo en Fig. 3.36. On remarque que le trou causé par une ablation est de forme quasi-parfaitement cylindrique, les couches sont découpées en ligne droite sur les bords, le fond est presque entièrement situé sur la même couche et il n'y a pas de rebords. On peut noter une différence du rayon ablaté en fonction de la fréquence, ce qui démontre une baisse du seuil de dommage en fonction de la fréquence des impulsions.

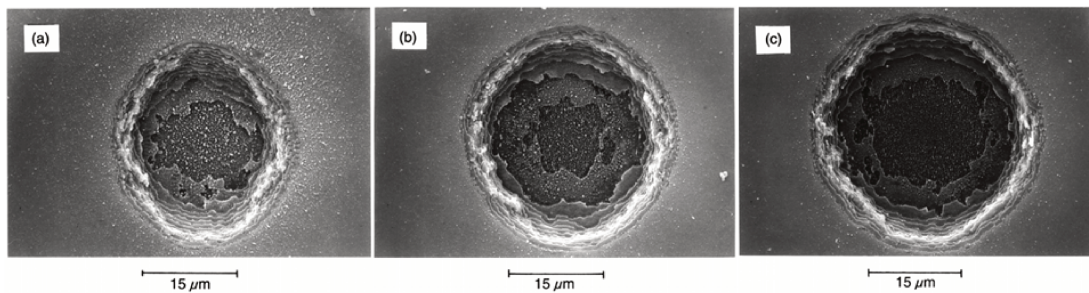


FIGURE 3.36: Images prises au microscope électronique à balayage sur des sites d'endommagement de miroirs Ta_2O_5/SiO_2 . Les impulsions sont de 130 fs à une longueur d'onde de 800 nm pour 1.4 J/cm^2 . La fréquence est de 10 Hz en (a), 100 Hz en (b) et 1 kHz en (c). Images tirées de la Réf. [179].

Finalement, le régime sub-picoseconde génère des impulsions trop courtes pour que les effets de conduction thermique entrent en jeu. Le seuil de dommages est défini par les propriétés du matériau. Ainsi la présence d'une pollution en surface du revêtement ne semble pas impacter le seuil de dommages du miroir [185]. Quant à des poussières situées sous les premières couches du revêtement, elles peuvent amener à une baisse du seuil de dommages jusqu'à un facteur dix [186]. Nous ne sommes donc pas sensibles à ce type de problèmes. La forme du dégât sur notre miroir ne semble pas correspondre à de l'ablation.

Le régime picoseconde

Nous venons de voir l'impact qu'a la durée des impulsions sur les effets thermiques et électroniques mis en jeu. Nous avons également vu que l'intensité de nos impulsions était trop faible pour induire des dégâts quelconques sur nos revêtements ou substrats. La cause de la création d'un cratère ne peut donc pas être le matériau tel quel et nous avons éliminé les dégâts issus du régime sub-picoseconde. Pour expliquer ce type de phénomènes, de nombreuses publications en régime nanosecondes estiment que les dégâts observés via leurs expériences viennent de l'existence d'un défaut dans le substrat ou le revêtement. Ceux-ci peuvent aussi bien être un

3.2. Étude de l'état de surface des miroirs

agglomérat de la matière même du substrat ou des couches du revêtement, augmentant fortement l'absorption localement, qu'une particule étrangère non désirée. En revanche, ces publications expliquent la difficulté à localiser les défauts ou la présence de particules post-endommagement. D'autres chercheurs ont ainsi étudié l'impact que peut avoir l'insertion d'une particule au sein même du revêtement sur la diminution de son seuil de dommages. Les courbes en Fig. 3.37 permettent de comprendre le régime particulier dans lequel nous nous trouvons en utilisant des impulsions picoseconde. Les deux courbes (a) et (b) [187] montrent la différence de répartition du dépôt de l'énergie entrant en jeu, pour des impulsions respectivement de 0,5 ns et 50 ps. Pour étudier ces effets, l'auteur a placé des nano-particules d'or au sein de silice fondue.

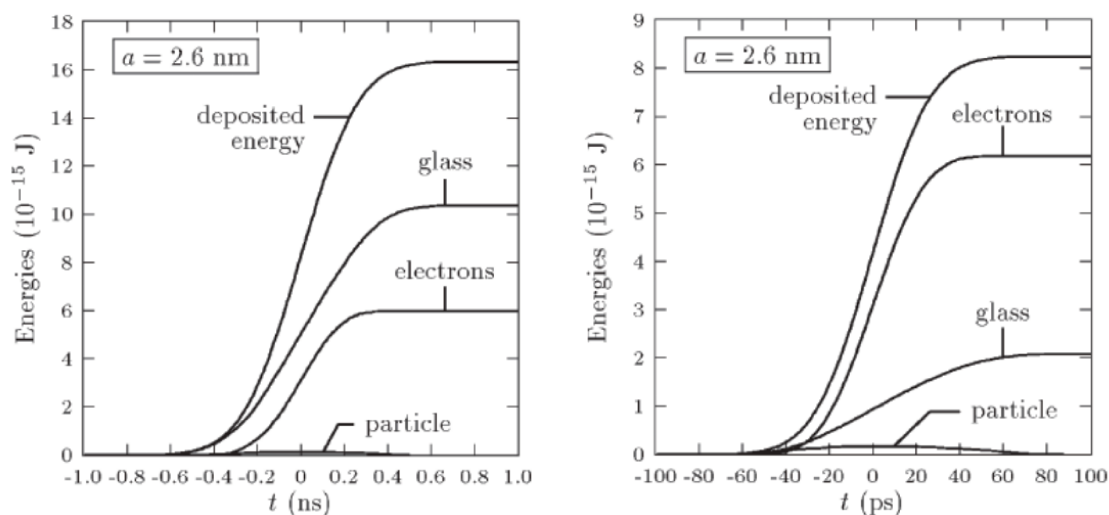


FIGURE 3.37: Répartition de l'énergie déposée sur des nanoparticules d'or de 2,6 nm de rayon incrustées dans du *fused silica* : énergie totale déposée, énergie transférée dans le verre par conduction thermique, énergie transportée par les électrons éjectés et énergie stockée dans les particules. En (a), l'irradiation par des impulsions de 0,5 ns et 0.3 J/cm^2 . En (b), l'irradiation par des impulsions de 50 ps et 0.15 J/cm^2 . Tiré de la Réf. [187].

Pour des impulsions de 0,5 ns, environ les deux tiers de l'énergie déposée se dissipe dans le verre (« *glass* » sur la figure) par conduction thermique. Tandis que, pour des impulsions de 50 ps, c'est l'inverse, l'énergie est dissipée majoritairement par les électrons (*electrons* sur la figure). On peut prolonger l'interprétation de ces courbes pour comprendre que le seul processus en jeu lors de l'utilisation d'un laser continu est le transfert d'énergie par conduction thermique. Comme nous le disions plus haut, seuls les processus électroniques seront sollicités pour des

impulsions femtosecondes. Nos impulsions ont une durée de 250 ps, deux fois moins que la courbe (a) et cinq fois plus que la courbe (b). Les processus nous concernant et mis en jeu lors du contact avec une particule étrangère seront un mélange des deux courbes et théoriquement plus proches de la courbe (a). De plus, nous avons vu dans les paragraphes précédents que les processus électroniques, correspondant aux impulsions plus courtes, nécessitaient des intensités supérieures aux nôtres pour mener à des dégâts.

L'origine du cratère

Avec l'hypothèse à présent posée que le cratère s'est formé suite à un processus du régime nanoseconde et à partir d'un défaut, nous devons maintenant essayer de comprendre si celui-ci s'est déposé en surface lors de l'expérience ou si il a toujours été présent au sein du revêtement.

Des expériences ont été menées dans le cadre des études sur les ondes gravitationnelles qui utilisent des cavités Fabry-Perot avec de fortes puissances moyennes [188, 189]. Les chercheurs de *LIGO* ont procédé à des études du seuil d'endommagement de poussières en aluminium de 5 μm déposées en surface de miroirs en silice fondue [188]. Ce type de poussières correspond à celles que nous pourrions observer car l'enceinte de la Cavité Test est en aluminium. Le seuil d'endommagement lié à ces poussières trouvé par *LIGO* est de 92 W/mm^2 de puissance moyenne en régime continu. Nous pouvons le comparer avec les 40 kW de puissance moyenne stockée pour lesquels nous avons observé la formation du cratère. Cela correspond à une puissance surfacique de 13 kW/mm^2 soit cent fois plus. On peut observer en Fig. 3.38 une expérience qu'ils ont menée en dépassant le seuil de dommage (avec un flux surfacique de 400 W/mm^2) avec des projections et la forme d'un rebord correspondant à nos résultats. La taille du cratère observé pour *LIGO* est d'environ 100 μm à comparer avec notre diamètre de 50 μm .

Il y a donc plusieurs points communs mais la puissance d'endommagement est différente. En faisant un simple rapport de surface entre la taille du faisceau et une particule de 5 μm , on calcule que l'on aurait du avoir un léger impact sur la finesse de notre cavité (dépendant de la position de la poussière dans le faisceau), générant environ 10 ppm de pertes et la faisant baisser de 23000 à 22000. Cette variation est néanmoins trop faible, par rapport aux variations entre les différentes expériences, pour être vérifiable. La chute de puissance pré-endommagement observée et discutée en section 3.1.5 semble indiquer un changement de géométrie. Cela pourrait être lié à un gonflement de la surface lié à l'absorption du défaut.

La deuxième hypothèse concernant l'origine du cratère est un défaut au sein même du revêtement. De nombreuses publications en régime nanoseconde en font état [190–192]. La plupart rapportent des niveaux d'énergie par impulsion nécessaires de plusieurs J/cm^2 , bien au dessus de nos valeurs. La Réf. [192] propose

3.2. Étude de l'état de surface des miroirs

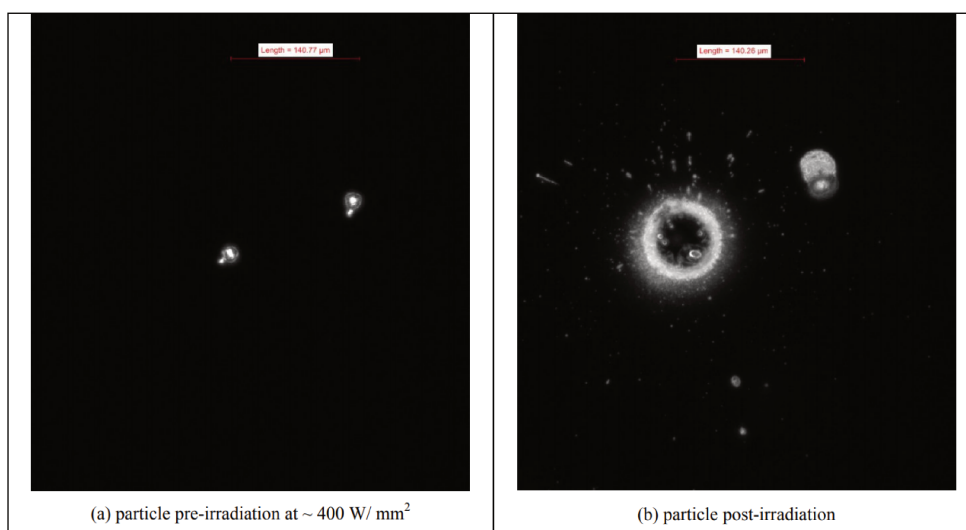


FIGURE 3.38: En (a), un miroir en silice fondue avec deux particules d'aluminium d'environ $5\ \mu\text{m}$ avant irradiation. En (b), les mêmes particules après une irradiation de $400\text{W}/\text{mm}^2$. Tiré de la Réf. [188].

l'insertion de nanoparticules d'or (environ $15\ \text{nm}$) et décrit le processus d'explosion. Les cratères résultant, montrés en Fig. 3.39, sont d'une forme similaire à celui observé sur notre miroir. Le rapport hauteur sur diamètre est néanmoins différent, allant d'un facteur 3 à 10 contre 50 pour le nôtre. Pour finir, l'auteur a effectué des mesures sur le seuil de dommages en fonction de la taille de la particule. On remarque que le seuil diminue fortement lorsque la taille augmente, partant de $9,7\ \text{J}/\text{cm}^2$ pour des particules de $2\ \text{nm}$ à $2,7\ \text{J}/\text{cm}^2$ pour des particules de $18,5\ \text{nm}$. Si ce phénomène en était la source, une mise à l'échelle mène à la présence d'un défaut de plusieurs microns. Le fait qu'un défaut soit présent sous la surface pourrait expliquer la chute de puissance observée en section 3.1.5 par le fait que la surface se déforme via l'échauffement du défaut. En revanche, le stockage de $400\ \text{kW}$ de puissance moyenne une année avant la formation du cratère n'a pas endommagé le miroir. Il aurait donc fallu que le défaut migre. Plusieurs études font état du grossissement des défauts avec l'application d'un flux [193–196] et cela pourrait être une hypothèse viable pour justifier l'endommagement du miroir à un flux inférieur au maximum qu'il ait subi.

Pour finir avec la recherche de l'origine de l'endommagement de notre miroir, les dégâts que nous avons caractérisé de *fissures* en Fig. 3.33 nous ont mené à l'étude de la déformation des surfaces sur les miroirs diélectrique. On y retrouve la déformation par diffusion transverse stimulée de Brillouin (Transverse Stimulated Brillouin Scattering en anglais, TSBS) [197]. Elle se caractérise par la création

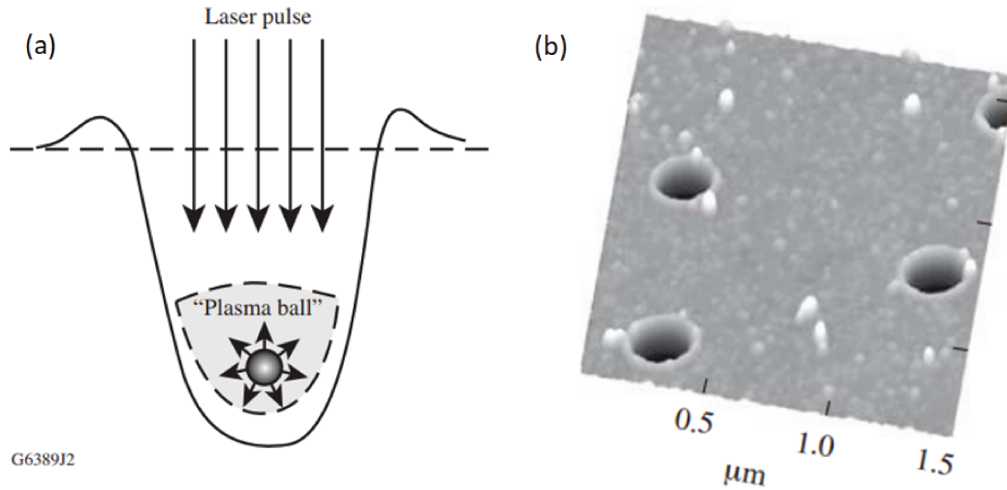


FIGURE 3.39: En (a), le schéma de la formation d'une boule de plasma autour d'un défaut absorbant. En (b), les cratères créés avec des particules d'or de 18,5 nm pour support avec un flux de $2,7 \text{ J/cm}^2$. Images tirées de la Réf. [192].

et propagation d'une onde acoustique capable de réfléchir une large fraction de l'intensité incidente. Cela mène à une augmentation exponentielle de la diffusion et peut générer une fracture du substrat. La diffraction de Fresnel [198] est également un phénomène connu dans lequel les figures d'interférences diffusées dans le revêtement mènent à la déformation de la surface sous forme d'ondulations de la même forme. Ces deux phénomènes ne se produisent qu'à des énergies supérieures à 10 J/cm^2 . De plus, les dégâts qu'ils produisent sur les miroirs sont différents de ceux que nous avons observé.

Conclusion

Le régime picoseconde se situe entre deux domaines d'endommagement différents mais la puissance de fonctionnement de notre expérience restreint les phénomènes observables aux processus correspondant au régime nanoseconde. Deux cas ont été étudiés, la pollution en surface et le défaut dans le revêtement. Chacune des hypothèses présente des similitudes et des différences avec nos résultats. Dans le cas des pollutions en surface, des expériences plus poussées seraient nécessaires pour quantifier l'impact de la taille et du type de matériau polluant ainsi que la forme des cratères en résultant. Dans le cas des défauts dans le revêtement des miroirs, de plus amples études seraient également nécessaires. Notamment sur les seuils de dommages des défauts larges de plusieurs microns, sur la forme des cratères

créés, ainsi que sur une exposition faible mais régulière sur le long terme. Quant aux fissures que nous avons observé autour du cratère, nous n'avons pas trouvé de publication faisant état du même phénomène, bien que des propagations des dégâts autour du cratère aient déjà été observées [199].

3.3 La Mini-cavité

L'oscillateur laser utilisé pour les expériences décrites précédemment a du être renvoyé plusieurs fois à son fabricant durant mon travail de thèse. J'ai profité de certaines des périodes sans oscillateur pour travailler sur un des autres projets de l'équipe, la Mini-cavité. Cette cavité Fabry-Perot à quatre miroir en *bow-tie* d'une longueur optique de 33,6 cm est asservie par la méthode PDH comme la Cavité Test (cf. Annexe B). Nous avons effectué deux expériences sur cette cavité. La première est la vérification de la faisabilité de systèmes d'opto-mécanique miniatures et l'étude de la taille minimum du mode fondamental de la cavité. La seconde est la mise en place du montage du mode burst avec mon prédécesseur que nous avons vu en section 2.3 du chapitre 2.

Le mode de la Mini-cavité

L'enceinte de cette cavité est en aluminium. Elle est reliée à une pompe primaire permettant d'atteindre un vide de 10^{-2} mbar. Les expériences ont été réalisées avec le *Koheras*, notre oscillateur laser continu. Les miroirs de cette cavité permettent d'atteindre une finesse d'environ 5700 (cf. Tableau A.1 et Fig. A.2 en Annexe A). Ce sont des miroirs d'un quart d'inch de diamètre, soit 6,35 mm. Ils sont installés (collés) sur des montures motorisées suivant leur axe longitudinal permettant ainsi de choisir la taille du waist et d'adapter la longueur de la cavité. La conception des montures en titane et leur fabrication par électro-érosion (cf. section 4.1.3 chapitre 4) ont été effectuées au laboratoire. Cette cavité est placée sous flux ISO 5 (cf. Annexe B) et les manipulations des miroirs sont faites avec l'équipement complet de salle blanche (veste, masque et gants ISO 5).

La taille du mode fondamental de la cavité Fabry-Perot a été mesurée durant le déplacement des miroirs sphériques (cf. Fig. 3.41). La forme du faisceau obtenu correspond aux simulations (cf. Fig. A.2 en Annexe A), aux erreurs de mesure et de fabrication des miroirs sphériques près. On note également qu'en dessous de 85 mm de distance entre les miroirs sphériques, nous n'avons pas réussi à garder le système d'asservissement verrouillé. Bien que d'après les simulations, il est encore possible de rapprocher les miroirs sphériques sans rendre la cavité instable. Les mesures confirment également la forte ellipticité du faisceau lorsque les miroirs sphériques sont proches de la position d'instabilité de la cavité Fabry-Perot (cf. Fig. 3.42). On

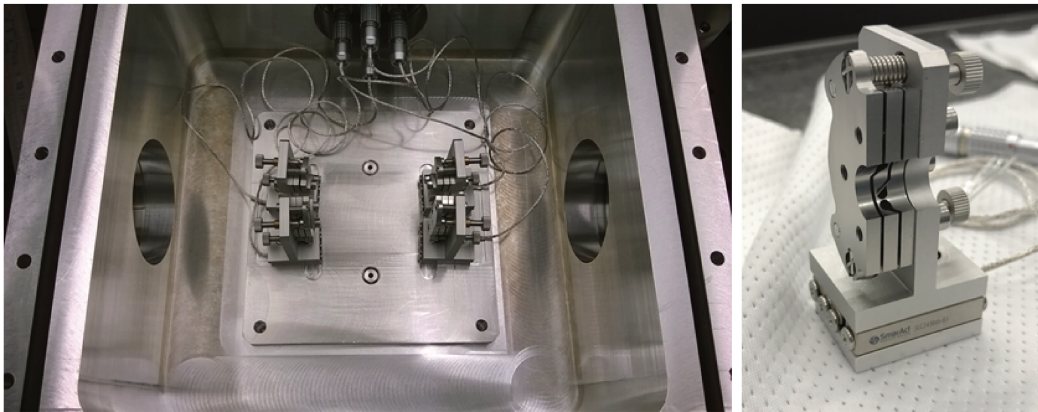
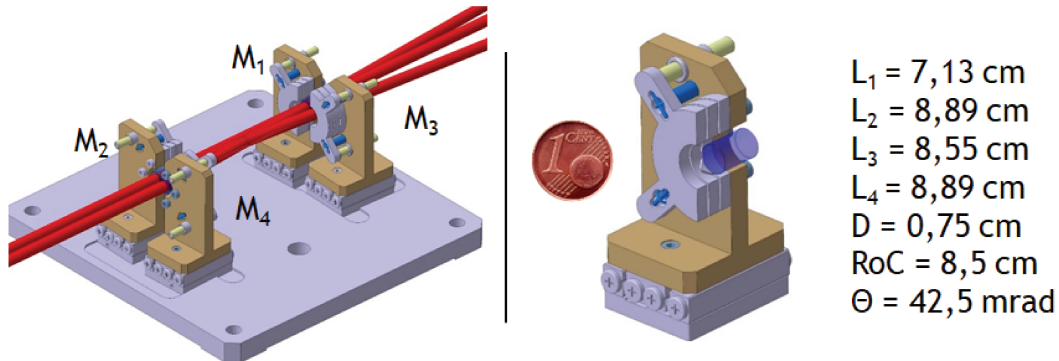


FIGURE 3.40: En haut : Vue CAO de la Mini-cavité accompagnée d'un zoom sur une monture et des longueurs caractérisant la cavité. Avec M_1 le miroir d'entrée, M_2 un miroir plan HR, M_3 et M_4 des miroirs sphériques HR, θ_{Minicav} les angles d'incidence du faisceau sur les miroirs, D_{Minicav} la distance séparant les axes M_1/M_2 et M_3/M_4 , L_1 , L_2 , L_3 et L_4 les distances séparant respectivement M_1/M_2 , M_2/M_3 , M_3/M_4 et M_4/M_1 . En bas : les photographies correspondant aux CAO.

remarque l'apparition d'interférences sur ces images. Elles sont dues à l'utilisation du *Koheras*, oscillateur laser continu.

Malgré les faibles puissances stockées, nous avons pu observer l'apparition de dégénérescences modales dans cette cavité. La particularité de la dégénérescence modale de la Fig. 3.43 est d'être une superposition de trois différents modes. Ce phénomène n'est pas différent des dégénérescences impliquant deux modes. Nous l'avions déjà observé sur les autres cavités mais rarement aussi clairement.

3.3. La Mini-cavité

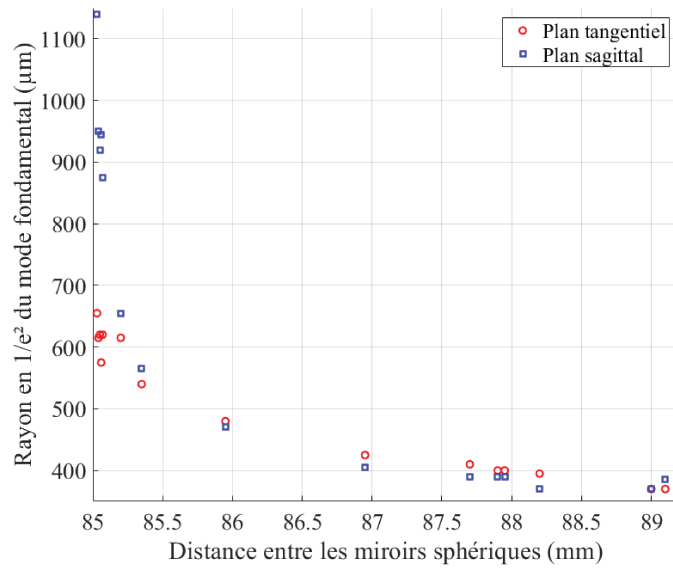


FIGURE 3.41: Mesures expérimentales du rayon en $(1/e^2)$ du mode fondamental de la Mini-cavité en fonction du déplacement des miroirs sphériques. Cette mesure est effectuée en transmission du miroir M_2 .

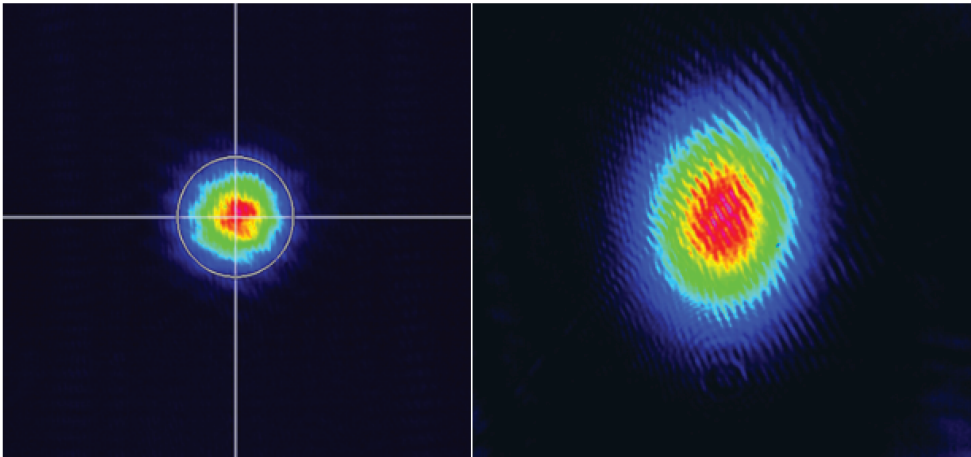


FIGURE 3.42: Images caméra prises en transmission du miroir M_2 de la Mini-cavité. À gauche, le mode observé pour une distance de 89,2 mm entre les miroirs sphériques. À droite, le mode observé pour une distance de 85 mm entre les miroirs sphériques.

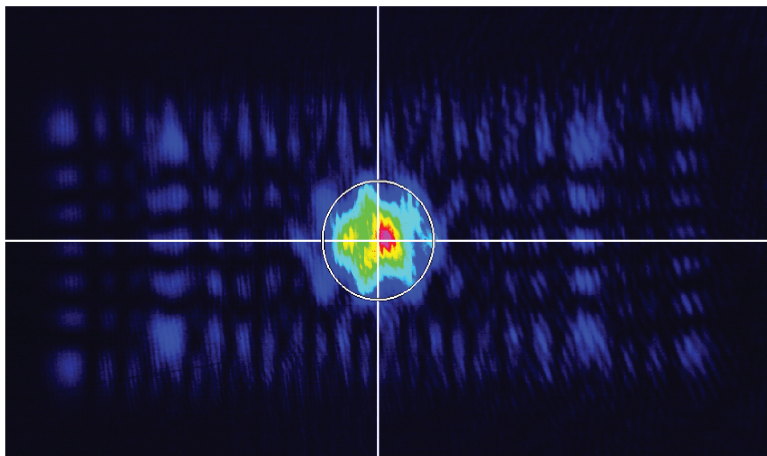


FIGURE 3.43: Image caméra prise en transmission du miroir M_2 de la Mini-cavité. On y observe un mode dégénéré étant une superposition d'au moins trois modes différents.

3.3.1 Expérimentation du mode burst

Pour cette seconde expérience, nous avons utilisé l'oscillateur laser pulsé *Menlo* de la marque *MenloSystems* (cf. Tableau A.1 Annexe A). Cet oscillateur génère des impulsions laser à une fréquence de 178,5 MHz, correspondant à la 5^{ème} sous-harmonique de la fréquence propre de la cavité. C'est donc la 5^{ème} harmonique de l'oscillateur laser qui sera verrouillée sur la Mini-cavité. Dans un futur proche, nous obtiendrons un oscillateur laser plus stable en phase, d'une fréquence de répétition de 892,5 MHz permettant de fonctionner directement sur la fréquence correspondant à l'*ISL* de la cavité. Le montage d'une cavité en mode *burst* nécessite deux lignes d'injection différentes (cf. Fig. 3.44) [126]. La première, la « ligne d'asservissement » par la méthode PDH, est similaire à celle de la Cavité Test (voir Annexe B). On y retrouve un Modulateur Electro-Optique (EOM) nommé *EOM1* sur la Fig. 3.44 pour la modulation du signal, deux miroirs d'injection et un contrôle de la polarisation. On peut imaginer y ajouter un télescope dans le but d'optimiser le couplage et le gain de la cavité mais nous ne cherchons pas à optimiser la puissance intra-cavité injectée par cette ligne.

En revanche, la seconde ligne d'injection, nommée ligne de *burst*, doit être optimisée. Le faisceau est issu du même oscillateur. Il traverse l'*EOM1* pour des raisons de simplification du montage sans que cela soit utile à cette ligne. Puis, une fibre diviseur d'intensité dirige la grande majorité du signal vers un deuxième EOM, l'*EOM2* dont nous expliquons l'utilité plus bas. Le faisceau traverse ensuite un isolateur pour protéger l'oscillateur des réflexions parasites. Puis, il est

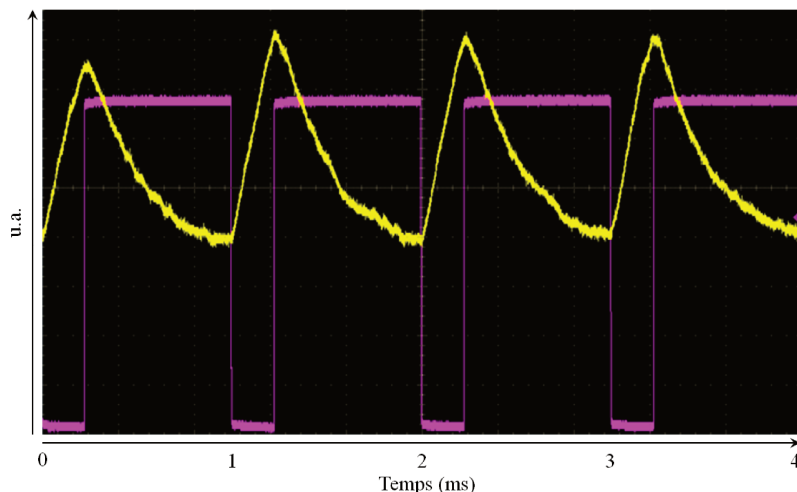


FIGURE 3.45: Mesure du signal transmis par la Mini-cavité (APD) lors d'une mise sous tension de la cellule de Pockels (PD1) pendant 200 ms avec une fréquence de 1 kHz.

différence de phase apparaît entre les deux axes de polarisation s (sagittal) et p (tangential). Cela engendre un écart dans les fréquences de résonances de la cavité entre ces deux polarisations [105]. Pour la Mini-cavité, l'écart en fréquence entre les polarisations s et p est d'environ 20 kHz, ce qui est supérieur à sa bande passante. Dans ces conditions, il n'est pas possible d'asservir les deux faisceaux sur la même fréquence. Cet écart doit être corrigé et c'est la raison de l'insertion d'un deuxième EOM nommé $EOM2$ sur la Fig. 3.44 [105]. Une fois le montage effectué, il suffit de verrouiller la « ligne d'asservissement » sur la cavité. Ensuite, on applique une tension carrée sur la cellule de Pockels de la « ligne de burst ». Le signal optique est transmis à la cavité lorsque la tension est appliquée et l'on observe une augmentation de la puissance stockée (cf. Fig. 3.45). On remarque que la puissance transmise par la cavité augmente dès que la tension est appliquée à la cellule de Pockels. Cette figure peut être comparée à la Fig. 6 de la Réf. [126]. En conclusion, nous avons prouvé la viabilité de l'asservissement d'un oscillateur laser sur une cavité Fabry-Perot de quelques dizaines de centimètres et la possibilité d'y adapter le mode burst. Cette expérience met en avant la possibilité de réduire la taille et le coût des cavités Fabry-Perot des sources Compton compactes. De plus, la simulation de la taille du mode fondamental de la Mini-cavité (cf. Fig. A.2 Annexe A) permet de déduire un *waist* $w_{0,x} = 12,5 \mu\text{m}$ et $w_{0,y} = 21 \mu\text{m}$ lors de nos mesures. Cela permet d'ouvrir la voie à des alternatives de source Compton compactes. Car la faible taille du waist de ce type de cavité Fabry-Perot entrouvre la possibilité de les coupler à des accélérateurs linéaires. Ces derniers sont également

3.3. La Mini-cavité

moins onéreux et plus petits que l'ensemble accélérateur linéaire et anneau de stockage qui compose les sources de rayons X comme ThomX. On peut donc se projeter vers le développement de sources de rayons X plus compétitives que celles existant sur le marché.

Chapitre 4

Mise en œuvre de la cavité optique de ThomX

Nous consacrons ce chapitre à la mise en œuvre de la cavité optique de ThomX. Les montages, les manipulations et les résultats obtenus sur l'ensemble de la table optique et de la cavité Fabry-Perot de ThomX sont présentés. Pour rappel, les performances de la Cavité ThomX_{Th} (cf. simulations du chapitre 3) correspondent aux caractéristiques des miroirs de la cavité Fabry-Perot de ThomX telles qu'elles étaient prévues dans le TDR de ThomX [34]. Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la Cavité ThomX_{Re} qui correspond aux performances réelles des miroirs avec les modifications que nous allons décrire.

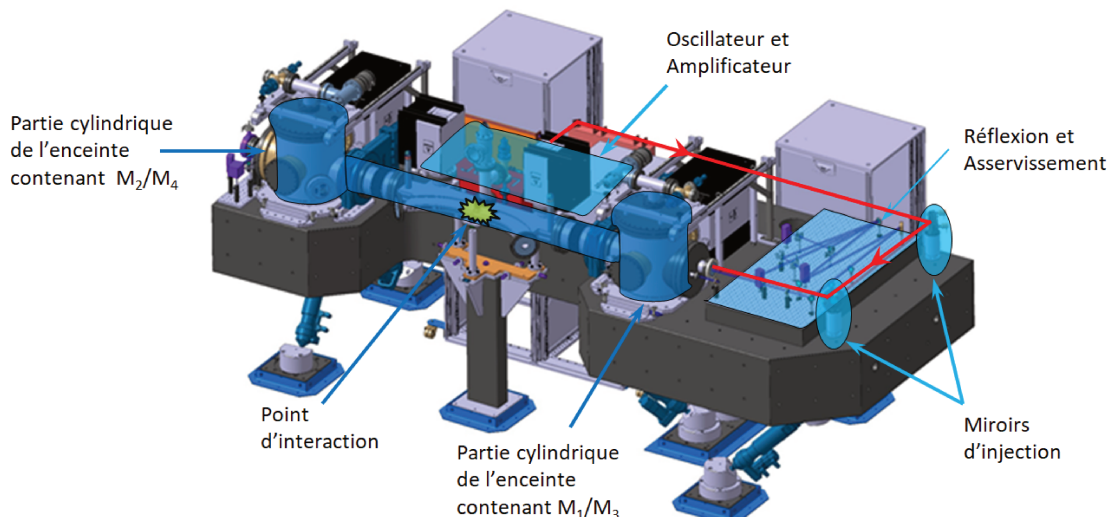


FIGURE 4.1: Représentation CAO de la table optique et de ses différentes parties.

Pour le confort du lecteur, nous commençons par présenter la table optique (voir Fig. 4.1). On y distingue l'emplacement de l'oscillateur et de l'amplificateur qui sont à l'origine du faisceau laser en air libre (en rouge sur la figure). Celui-ci est ensuite dirigé vers la ligne d'injection qui dévie le laser vers l'entre de la cavité Fabry-Perot (en bleu foncé). On remarque l'emplacement des miroirs dans la cavité et le point d'interaction entre les photons et les électrons pour la génération de rayon X. Enfin, on notera la position du faisceau réfléchi par la cavité.

Nous allons présenter en détail les choix de conception mécanique de l'ensemble du montage, en commençant par les particularités de la table optique puis de la chambre à vide ainsi que les opérations pouvant y être réalisées. Enfin, nous présenterons les montures et leur motorisation en finissant avec le montage utilisé pour supprimer les dégénérescences modales que nous avons décrites au chapitre précédent.

Après cela, nous décrivons le processus de mise en service de la cavité Fabry-Perot. Nous démarrons avec la présentation de l'amplificateur laser et du travail mené sur celui-ci, puis, nous décrivons le montage optique de la table avant d'analyser les simulations sur cette cavité. Nous discutons ensuite de la mesure de dégénérescences modales et de forte puissance moyenne intra-cavité. Pour finir, nous discuterons des défauts et des problèmes qu'ils ont amené.

4.1 Conception mécanique

4.1.1 La table optique

Nous avons observé que les effets thermiques avaient un impact important sur la stabilité de la Cavité Test en section 3.1. Pour commencer, la table optique de ThomX de six tonnes (cf. Fig. 4.2) a été choisie pour son coefficient de dilatation thermique de l'ordre de 6.10^{-6} $\mu\text{m}/\text{m}/\text{K}$ et sa masse importante lui permettant d'agir comme un filtre sur les vibrations basse fréquence transmises par le sol pouvant perturber l'asservissement de l'oscillateur laser sur la cavité Fabry-Perot. Elle est montée sur un système d'hexapodes constitué de 6 vérins indépendants. Cela permet de la déplacer dans les directions sagittale et tangentielle du faisceau de rayons X, avec une course respectivement de ± 2 mm et ± 5 mm, et une précision de 1 μm . Enfin, la table peut effectuer des rotations sur les trois axes de ± 1 mrad d'une précision de 2 μrad . Ensuite, pour des questions de sécurité laser et de protection face aux ondes acoustiques pouvant également perturber le système, la table entière est couverte par un boîtier (cf. Fig. 4.2).

Nous avons vu précédemment que les micro-particules situées autour des cavités Fabry-Perot de haute finesse (cf. section 3.2 du chap. 3) représentent un réel danger pour la pérennité des miroirs. L'installation d'un flux laminaire au dessus de la

4.1. Conception mécanique

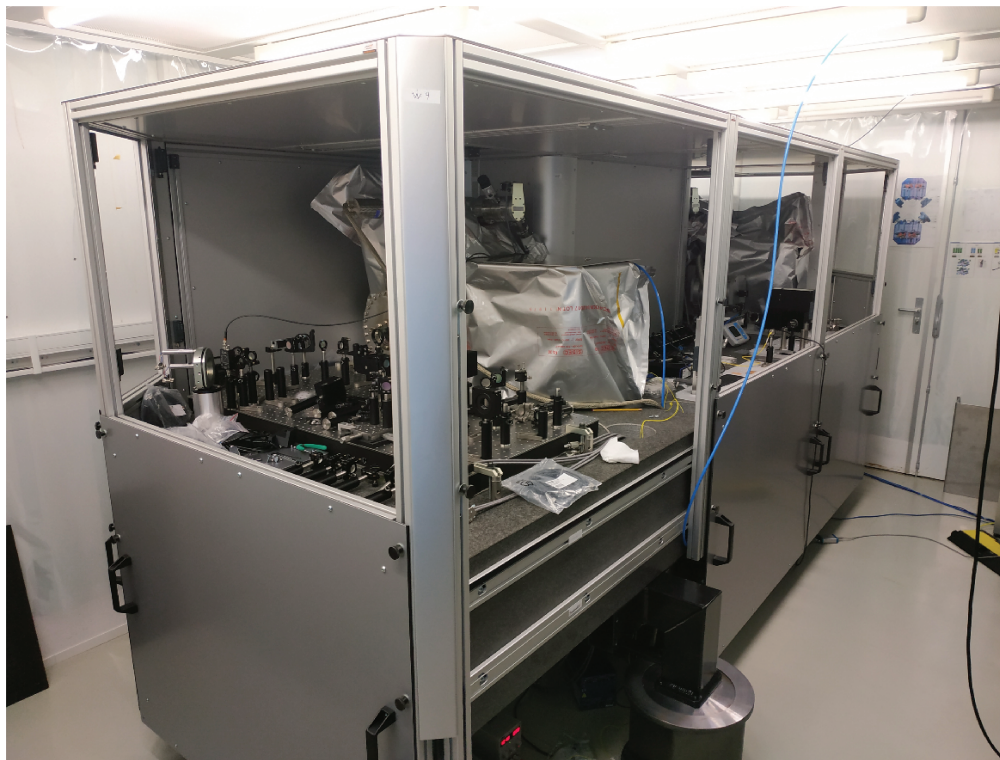


FIGURE 4.2: Photographie de la table optique de ThomX. On y distingue la table en marbre, le boîtier de protection laser et le flux laminaire.

table optique est donc primordiale pour protéger la cavité lors des remises à l'air suivies d'ouvertures de l'enceinte pour des interventions. Nous avons mis en place un sas d'entrée pour nous changer avant de pénétrer sous le flux ISO 5 de la cavité de la même manière que pour la Cavité Test (cf. Annexe B). Le flux accorde une protection supplémentaire face aux bruits acoustiques, tout en accomplissant son rôle premier de protection contre la poussière. Néanmoins, la salle dans laquelle la table optique et le flux ont été installés n'est pas une salle blanche, les performances optimales du flux laminaire ne peuvent donc pas être atteintes.

4.1.2 La chambre à vide

L'enceinte de la cavité Fabry-Perot de ThomX est une chambre à ultra-vide faite en acier inoxydable amagnétique, du 316L. Les couteaux des brides de l'enceinte sont faites en acier inoxydable 316LN, un acier plus dur et moins sensible à la corrosion, permettant de mieux sceller la cavité. Les jonctions des brides sont faites avec des joints en cuivre. L'enceinte est équipée de pompes primaires, pompes

turbo-moléculaires et de pompes ioniques permettant ainsi d'atteindre un niveau de vide de 3.10^{-10} mbar après étuvage de la cavité. Garder ce niveau de vide après installation des miroirs et leurs montures a été la contrainte majeure de la conception opto-mécanique. Nous avons pu mesurer une pression de $1.2.10^{-9}$ mbar après installation des miroirs dans leurs montures et trois mois de pompage. L'enceinte a une forme particulière car dans le cadre de la génération de rayons X par effet Compton (cf. section 1.2.2 chap. 1) l'angle d'interaction entre les électrons et les photons doit être faible. L'enceinte est donc divisée en deux parties cylindriques (cf. Fig. 4.3) reliées par deux soufflets et une section où se rencontrent les impulsions laser et les paquets d'électrons. En terme d'accessibilité à la cavité Fabry-Perot, il est possible de retirer les miroirs de l'enceinte par les brides situées sur le dessus des parties cylindriques. L'ensemble des éléments sauf les miroirs peuvent subir un étuvage. Nous pouvons également citer la présence de deux valves pneumatiques permettant d'étuver séparément les deux cavités cylindriques composant l'enceinte de ThomX et d'une fenêtre en béryllium permettant l'extraction des rayons X.

Nous rappelons que deux types de pollutions peuvent limiter les performances de ThomX. Le premier type, les gaz résiduels, concernent la migration de molécules de l'intérieur d'un matériau vers sa surface lors de la réduction de la pression ambiante de l'enceinte. Ces molécules peuvent ensuite se détacher de la surface vers le volume de l'enceinte sous vide. Cela a pour effet de limiter le niveau de vide maximum que peut atteindre l'enceinte avec les pompes à disposition. Au final, un niveau de vide trop faible aura pour effet de limiter les performances de l'anneau de stockage à cause des collisions entre la paquet d'électrons et les particules de l'ultra-vide. Le deuxième type de pollution pouvant limiter les performances de ThomX sont les poussières. Il est peu probable qu'une poussière se dépose sur la surface de l'un des miroirs de la cavité Fabry-Perot, et encore moins qu'elle se dépose au centre de celui-ci, là où le faisceau laser est réfléchi. De plus, les mouvements d'air d'une enceinte scellée sous ultra-vide sont négligeables. Mais ce type d'installation est voué à être ouvert à différents moments de son existence et chacune de ces ouvertures crée des courants d'air pouvant mener au dépôt de poussières sur la surface des miroirs. Nous avons vu dans la section 3.2 du chapitre 3 que la présence d'une poussière à l'emplacement de la surface du miroir où se réfléchit le faisceau laser peut mener à une détérioration suffisante pour qu'il soit inutilisable. Il est donc primordial de limiter au maximum la quantité de poussières présentes sur la table optique et dans la cavité. Chaque élément amené à être sous ultra-vide doit avoir des taux de dégazage faibles, être nettoyé par des bains d'acides et étuvé. Les moteurs sont « encapsulés », les montures des miroirs sont « tout inox » et doivent fonctionner sans frottements. L'enceinte a notamment subit un étuvage de deux heures à 1050°C avant d'être installée. Une Analyses des Gaz Résiduels (RGA) à également été faite pour vérifier la proportion

4.1. Conception mécanique

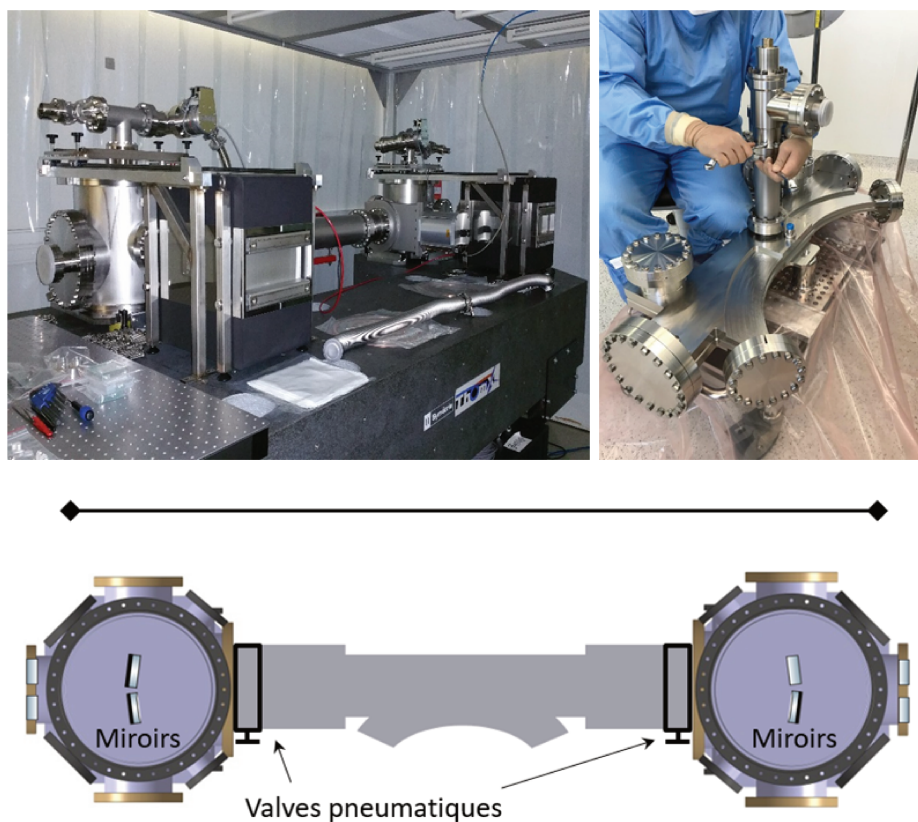


FIGURE 4.3: En haut à gauche, photo de l'enceinte de ThomX. On y distingue les deux parties cylindriques de l'enceinte et en noir les pompes ioniques. Un tube temporaire les relie par des soufflets de jonction flexibles. En haut à droite, photo du tube final faisant la jonction entre les deux parties cylindriques de l'enceinte et l'anneau de stockage des électrons pour interaction en son centre. En bas, schéma vue du dessus de l'enceinte de la cavité Fabry-Perot de ThomX.

des diverses molécules pouvant se diffuser dans l'enceinte après que le pompage de l'air de l'enceinte ait été lancé. L'ensemble des câbles situés dans la cavité (câbles des moteurs des montures des miroirs) ont dû être gainés manuellement avec des perles de céramique qui sont des matériaux avec de très faibles taux de dégazage sous vide (cf. Fig 4.4). Malheureusement, il s'est avéré que les perles en céramique sont fragiles et elles ont été à l'origine d'une grande quantité de micro-particules sur la table optique lors de leur préparation et dans l'enceinte de la cavité lors de leur installation.

Finalement, plusieurs mois se sont écoulés entre l'installation de l'enceinte, le montage des miroirs et le câblage des moteurs avant que la cavité puisse être mise sous

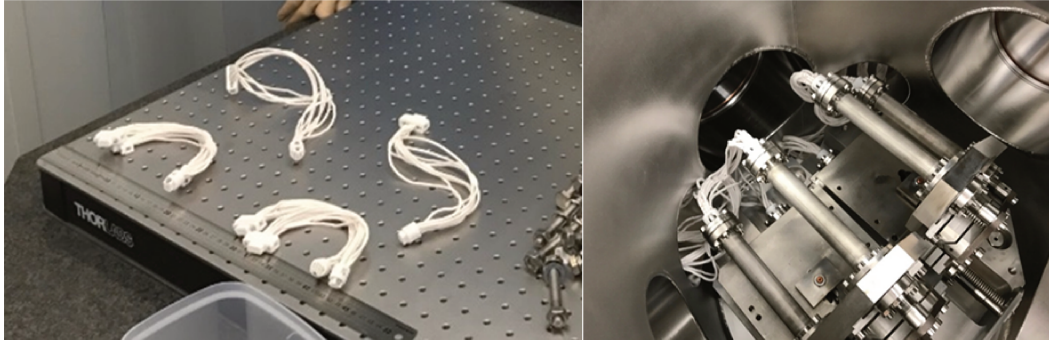


FIGURE 4.4: À gauche, câbles des moteurs des miroirs de la cavité Fabry-Perot de ThomX recouverts de perles en céramique faisant office de gaine d'isolation pour l'ultra-vide. À droite, câbles connectés aux moteurs des miroirs de la cavité dans une des deux parties cylindriques de l'enceinte (voir Fig. 4.3).

vide. Cela a induit la nécessité d'effectuer un nouvel étuvage complet, à moindre température (entre 120 et 200 °C) afin d'éliminer les molécules d'eau présentes. Deux mois ont également été nécessaires pour effectuer la totalité de cet étuvage, les vérifications concernant les gaz résiduels et les détections de fuites. L'ensemble de toutes les manipulations citées précédemment ont engendré, selon nous, l'apparition d'une quantité trop importante de poussières pour que l'installation des miroirs de la cavité Fabry-Perot ait lieu (cf. Fig.4.5).

Nous avons donc procédé à un nettoyage scrupuleux et rigoureux de l'ensemble de la table optique, de l'extérieur et de l'intérieur de l'enceinte de la cavité. Ceci a demandé un mois de travail assidu pour diminuer les chances que les miroirs de la cavité Fabry-Perot soient pollués lors de leur installation et détruits lors du stockage de forte puissance moyenne. Nous avons aussi remarqué la présence de poussières autour des pompes ioniques à l'intérieur de l'enceinte et très proche des miroirs. Les soufflets métalliques connectés aux deux parties cylindriques de l'enceinte n'ont pas pu être nettoyés aux bains d'acides car cela aurait pu les détériorer et créer des fuites lors de la mise sous vide de l'enceinte. Ils ont donc pu amener une grande quantité de poussières à l'intérieur et à l'extérieur de l'enceinte. Pour finir, nous n'avons pas réussi à retirer une quantité satisfaisante de poussières à l'extérieur de l'enceinte. La décision a été prise de recouvrir toute l'enceinte, les soufflets et le tube par un emballage de plastique propre (cf. Fig. 4.11 en section 4.2) afin que cela ne pollue pas le reste de l'expérience après qu'elle ait été nettoyée.

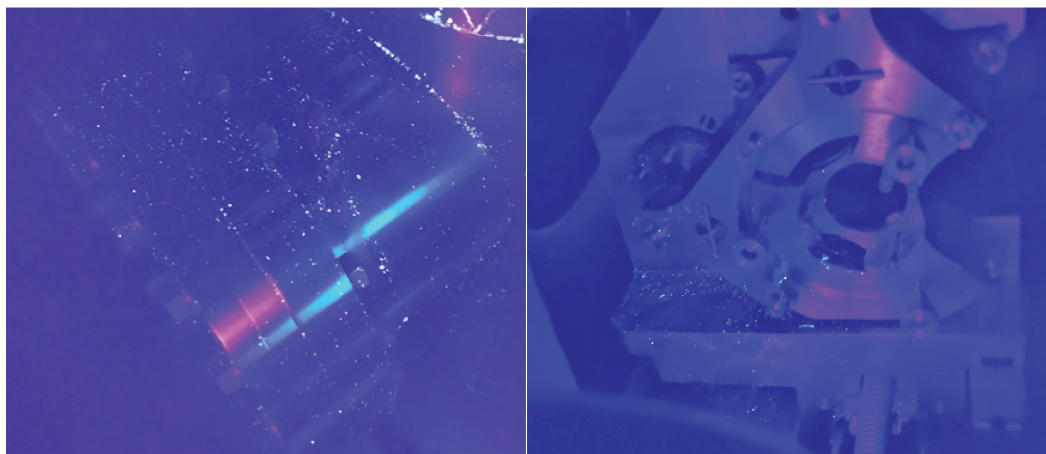


FIGURE 4.5: Illustration de la présence de poussières. À gauche, photographie de l'une des brides de l'enceinte éclairée à la lampe ultra-violet (extérieur de l'enceinte). À droite, photographie de l'une des montures des miroirs de la cavité Fabry-Perot éclairée à la lampe ultra-violet (intérieur de l'enceinte). Les points blancs sont les poussières.

4.1.3 L'opto-mécanique des miroirs

Les montures des miroirs ont été dimensionnées sous différentes contraintes. Pour commencer, les miroirs doivent être maintenus par une pression homogène sans exercer de contraintes mécaniques fortes. Ces derniers sont gardés en place par un anneau faisant pression sur leur chanfrein. Cet anneau garde une pression définie par le serrage des vis de maintien et la force des ressorts sur le miroir (cf. Fig. 4.6). Il est important de noter que visser une vis dans un trou fileté crée des particules métalliques qui peuvent se déposer sur la surface des miroirs et les détériorer. On essaie donc de limiter la quantité de vis sur la monture. Dans le cas de cette première partie de la monture des miroirs, les vis ne sont vissées qu'une seule fois lors de l'installation des miroirs dans leur monture. Mais cette première partie de la monture doit ensuite être vissée à la seconde partie de la monture, qui effectue le réglage angulaire.

La partie réglage angulaire des montures a également été spécialement conçue pour que le miroir fasse une rotation autour de son centre et pas autour de l'un des points de fixation de la monture comme c'est le cas des montures classiques. Cette partie des montures est représentée sur la Fig. 4.7, on y distingue des petites encoches en forme de V au bout desquels on a une jonction métallique assez fine pour être flexible mais sans être fragile. Cela s'appelle des « flex », une étude des matériaux a due être faite pour les concevoir. C'est autour de ces jonctions que se fait le

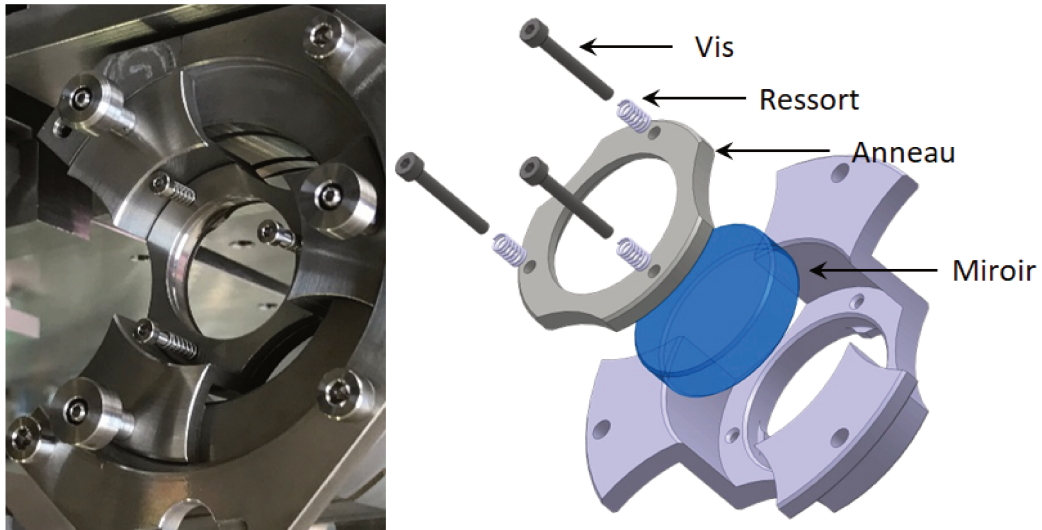


FIGURE 4.6: À gauche, photographie de la partie des montures maintenant les miroirs. À droite, vue CAO de cette même partie des montures.

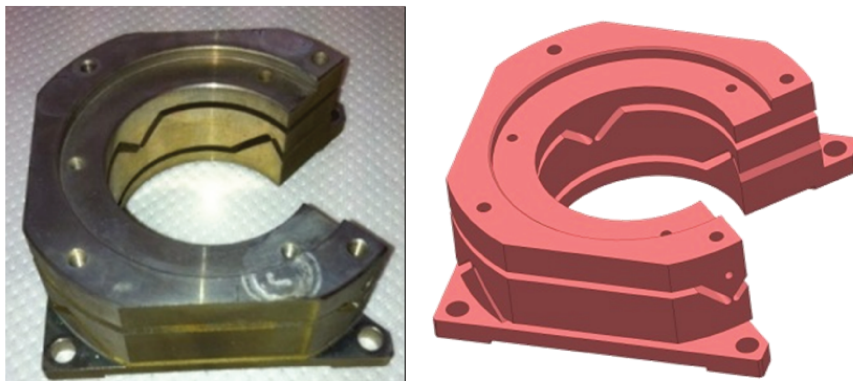


FIGURE 4.7: À gauche, photographie de la partie de la monture des miroirs permettant d'effectuer un changement d'angle. À droite, vue CAO de cette même partie des montures.

changement d'angle. La découpe de cette partie a été faite par électro-érosion au LAL. Cette partie des montures est ouverte sur son côté, cela permet de laisser passer les rayons X et de rapprocher au maximum les miroirs les uns des autres. Enfin, la dernière partie des montures, les moteurs d'alignement sur trois axes. Sur la Fig. 4.8, on observe l'ensemble des deux parties que nous venons de présenter et qui forment, avec cette troisième partie, les quatre montures motorisées des

4.1. Conception mécanique

miroirs. On remarque que chacune d'entre elles dispose de trois moteurs et que ces montures sont placées par paire sur un socle métallique. Les deux moteurs transverses sont situés sur le côté et au dessus de chaque miroir et permettent d'effectuer la rotation du miroir dont nous venons de parler. Le troisième moteur est placé en dessous de la monture. Celui-ci est en appui sur le socle des montures afin de les déplacer suivant l'axe longitudinal.

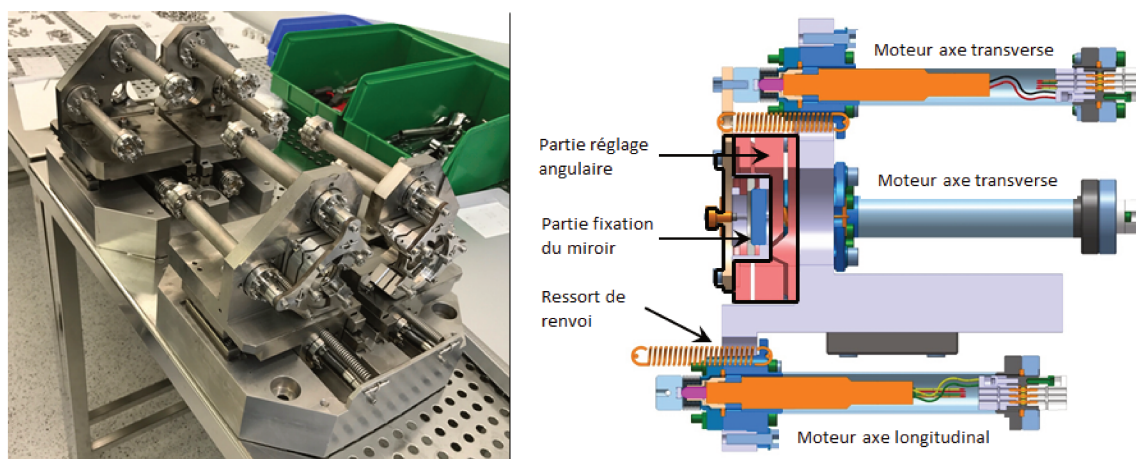


FIGURE 4.8: À gauche, les quatre montures des miroirs de la cavité Fabry-Perot de ThomX placées par paire dans leur socle. À droite, vue CAO de côté d'une monture.

Les deux moteurs transverses ont une course totale de 4 mm et le moteur longitudinal de 20 mm afin de pouvoir contrer les erreurs sur le rayon de courbure des miroirs sphériques (différence entre le rayon de courbure acheté et reçu), changer la longueur de la cavité et la taille du *wast*. Les moteurs ont un pas minimum de 0,1 μm et sont encapsulés pour pouvoir être placés sous vide. Le contact avec les moteurs est fait par un ressort de renvoi (cf. Fig. 4.8). L'ensemble de la monture est « posée » par gravité sur le socle. Le contact est fait par six billes en céramique réparties sur deux rails de chaque côté de la monture dans l'axe longitudinal de la cavité. L'utilité principale du socle est de pouvoir retirer les paires de montures de l'enceinte en une seule fois par le dessus.

Nous finissons de décrire les montures avec le dernier élément, un module piézo électrique annulaire (cf. Fig. 4.9). Celui-ci est installé sur la partie fixation (cf. Fig. 4.6) de la monture du quatrième et dernier miroir que rencontre le faisceau laser dans le chemin optique de la cavité. Nous le nommerons M_4 en section 4.2.3. Cette monture est légèrement différente des autres puisque la partie fixation doit être vissée dans le sens opposé au reste de la monture. Le module piézo-électrique a

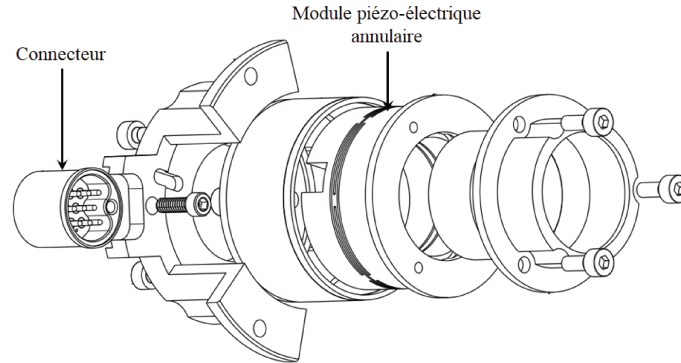


FIGURE 4.9: Plan de la partie fixation de la monture du miroir de la cavité Fabry-Perot de ThomX disposant d'un module piézo-électrique annulaire.

été anticipé pour asservir la fréquence d'un aller-retour dans la cavité Fabry-Perot à la fréquence de passage des électrons dans l'anneau de stockage.

4.1.4 Les montures des miroirs D-shaped

Nous avons déjà introduit en section 3.1.3 du chapitre 3, les miroirs *D-shaped* qui augmentent les pertes des modes d'ordre élevé et ainsi empêchent l'apparition de dégénérescences modales lors du stockage de forte puissance moyenne dans les cavités Fabry-Perot. Nous verrons dans la section suivante que les simulations utilisant le modèle présenté en section 3.1.3 du chapitre 3 portées sur la Cavité ThomX_{Re} démontrent la forte probabilité de l'apparition de dégénérescences modales sur cette cavité. Un nouveau modèle de monture et miroirs *D-shaped* a donc été mis en place.

Initialement, pour la Cavité Test, nous avons décidé d'utiliser deux miroirs en forme de *D* avec un angle d'incidence non nul afin de réfléchir la puissance laser pouvant se coupler aux modes d'ordre élevé dans une autre direction que celle des miroirs de la cavité Fabry-Perot. Mais notre réflexion nous a amené à penser que la haute réflectivité des miroirs diélectriques utilisés sur la Cavité Test n'était pas nécessaire au bon fonctionnement de cette méthode d'inhibition des modes d'ordre élevé. Nous avons donc pris la décision d'usiner une seule pièce en métal poli pour effectuer l'inhibition suivant les deux axes transverses du faisceau tangentiel et sagittal (cf. Fig. 4.10). Le résultat est la création d'une canne placée dans le plan de la cavité, orthogonale à l'axe du faisceau laser de la cavité Fabry-Perot et directement intégrée dans son enceinte. Au bout de cette canne, nous avons fixé la pièce métallique en forme de *L*. La canne est équipée de platines de translation manuelles et motorisées suivant les axes tangentiel et sagittal de la cavité permettant

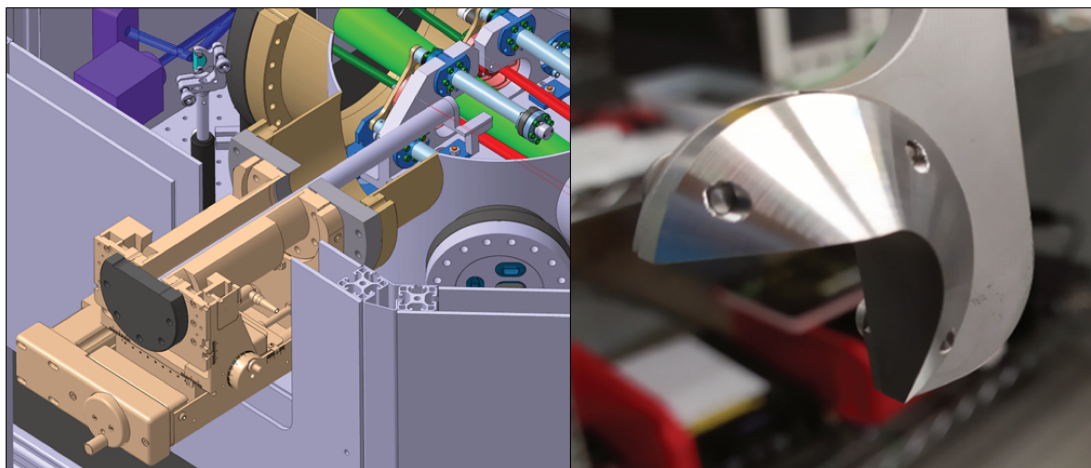


FIGURE 4.10: À gauche : vue CAO de la canne motorisée sur deux axes implémentée dans la cavité Fabry-Perot de ThomX. À droite : Photo de la pièce métallique permettant l'inhibition des modes dégénérés d'ordre élevé.

d'éloigner ou de rapprocher la pièce métallique du faisceau laser intra-cavité.

4.2 Schéma optique et mesures

La réalisation de la Cavité ThomX_{Re} a mené à plusieurs problèmes limitant le stockage de forte puissance moyenne. Après une description de l'environnement de l'enceinte de la cavité Fabry-Perot de ThomX (cf. Fig. 4.11), nous verrons que l'amplificateur initialement prévu ne permet de délivrer que 60 W de puissance moyenne maximale contrairement aux 100 W prévus. Puis, nous présenterons en détail les caractéristiques de la Cavité ThomX_{Re} pour nous rendre compte que les miroirs n'ont pas les caractéristiques correspondant à la Cavité ThomX_{Th} du TDR. Ce qui a aussi un impact sur la taille mode fondamental. Enfin, nous verrons que des dégénérescences modales ont fait leur apparition comme nous l'avions anticipé avec les études effectuées sur la Cavité Test. Nous finirons avec les résultats de puissance moyenne intra-cavité que nous avons atteint.

4.2.1 Schéma optique de la table

Le faisceau laser est généré par un oscillateur laser femtoseconde appelé *Onefive Origami* de la marque *NKT Photonics* dont les caractéristiques sont données dans le Tableau A.1 de l'Annexe A et le spectre en Fig. 4.13. C'est un oscillateur laser

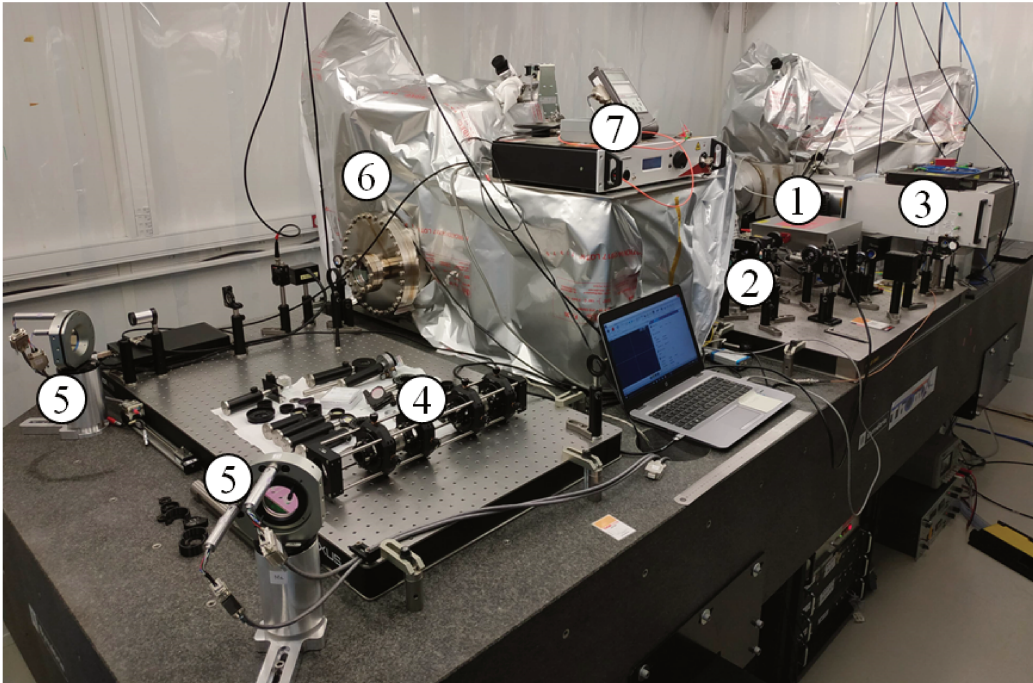


FIGURE 4.11: Photographie de la table optique de ThomX pendant la phase expérimentale. (1) l'oscillateur *Onefive*. (2) la ligne d'injection à la fibre de l'amplificateur. (3) l'amplificateur laser de la Cavité Test avant la réception de celui de la Cavité ThomX_{Re}. (4) télescope à quatre lentilles cylindriques (non monté). (5) miroirs d'injection motorisés sur deux axes. (6) enceinte de la cavité de ThomX recouverte d'un emballage de plastique propre. (7) oscillateur laser continu *Koheras* pour les mesures d'ISL et de finesse de la cavité Fabry-Perot.

industriel compact à blocage de mode passif, de très faible bruit de phase et générant des impulsions soliton limitées par transformée de Fourier. Conformément au schéma en Fig. 4.12, le faisceau laser est guidé vers son amplificateur.

La ligne d'injection à l'amplificateur comprend une isolation classique des retours faisceau vers l'oscillateur. Elle est nécessaire car l'oscillateur *Onefive* est un appareil de très haute stabilité et la moindre réflexion pourrait le déstabiliser. En outre, cela pourrait mener à une perte du mode-lock de l'oscillateur laser ou détruire la diode de pompe. La ligne d'injection comprend également un étireur dans lequel le faisceau passe deux fois. C'est un réseau de Bragg en volume à longueur d'onde de Bragg non constante aussi appelé CVBG (Chirped Volume Bragg Grating en anglais). Ce cristal, installé en réflexion du faisceau dispose d'une bande passante de 2,37 nm (cf. Fig. 4.13) et d'une DVG (Dispersion de la Vitesse de Groupe) de 216 ps/nm. La durée d'une impulsion en sortie du cristal est donnée par le produit

4.2. Schéma optique et mesures

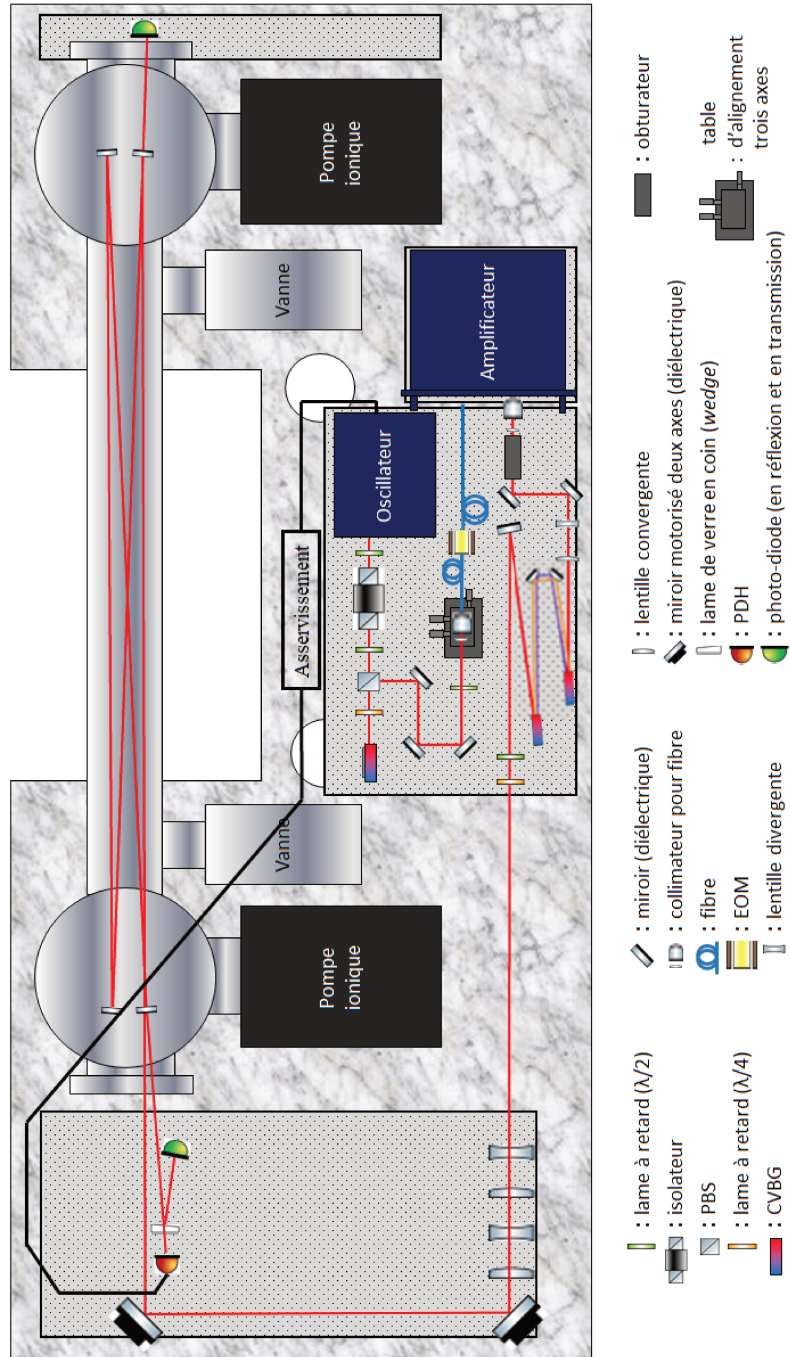


FIGURE 4.12: Schéma du parcours du faisceau laser sur la table optique de ThomX.

de la bande passante par la DVG. Le double passage permet ainsi d'étirer la durée des impulsions de l'oscillateur laser de 200 fs à 1 ns. Cela limite la puissance pic dans l'amplificateur (cf. section 4.2.2). Les fibres optiques sont donc protégées et cela limite l'apparition d'effets non-linéaires comme l'auto-focalisation [200] pouvant mener à un endommagement.

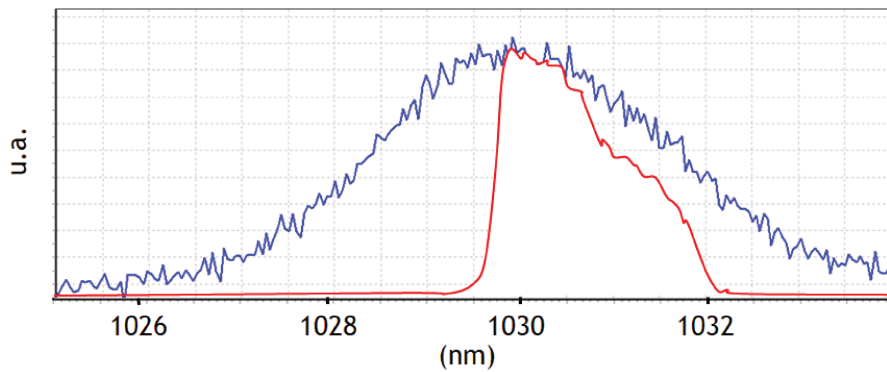


FIGURE 4.13: En bleu, spectre optique du faisceau laser en sortie de l'oscillateur Onefive de ThomX. En rouge, spectre optique après double passage en réflexion du CVBG avant l'amplificateur (étirement).

Le faisceau laser est finalement injecté dans la fibre à l'aide de deux miroirs d'injection. La fibre est montée sur une table d'alignement à trois axes pour faciliter son optimisation. Le faisceau fibré passe enfin par un module électro-optique (EOM, Electro-Optic Modulator en anglais) faisant partie du système d'asservissement (voir section 2.2.8 chap. 2). En sortie d'amplificateur, le faisceau traverse un collimateur en espace libre et un double obturateur de faisceau (pour des raisons de sécurité) avant d'être focalisé pour que la compression de la durée des impulsions puisse avoir lieu. Pour cela, nous utilisons deux nouveaux CVBG en réflexion en simple passage de 2,53 nm de bande passante et 208 ps/nm ce qui nous mène à des impulsions de 10 ps. Puis, le faisceau est adapté à la polarisation, à la taille et la divergence du mode fondamental de la cavité Fabry-Perot par un télescope et des lames à retard. Le mode fondamental étant elliptique avec une grande longueur de Rayleigh en entrée de la cavité, nous utilisons un télescope muni de quatre lentilles cylindriques (cf. Fig. 4.12). Deux pour l'axe transversal et deux pour l'axe sagittal. Cela permet d'adapter la taille transverse et la divergence du faisceau dans les deux directions de manière à obtenir un couplage maximal au mode de la cavité (voir section 2.2.7). Pour finir, le faisceau est injecté dans la cavité par deux miroirs d'injection montés sur des montures motorisées suivant les deux axes transverse et sagittal. L'oscillateur laser est alors verrouillé sur le mode fondamental de la cavité par la méthode PDH (voir section 2.2.8).

4.2.2 L'amplificateur laser

L'amplificateur laser utilisé sur ThomX (cf. Fig. 4.14) est similaire à celui de la Cavité Test (cf. Annexe B). Il a été monté à Bordeaux, ce n'est donc pas un appareil issu d'une fabrication industrielle et cela mène à des incertitudes sur ses caractéristiques. C'est un amplificateur fibré doté de trois étages d'amplification et d'une sortie en air libre. Il est à noter que lorsque nous avons démarré le projet ThomX, ce type d'amplificateur n'était pas disponible dans l'industrie.

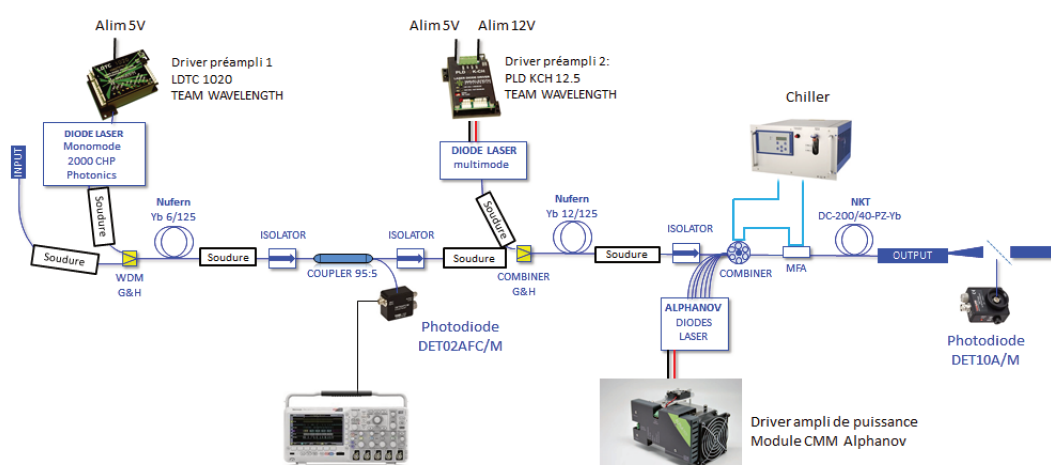


FIGURE 4.14: Synoptique de l'amplificateur laser de ThomX.

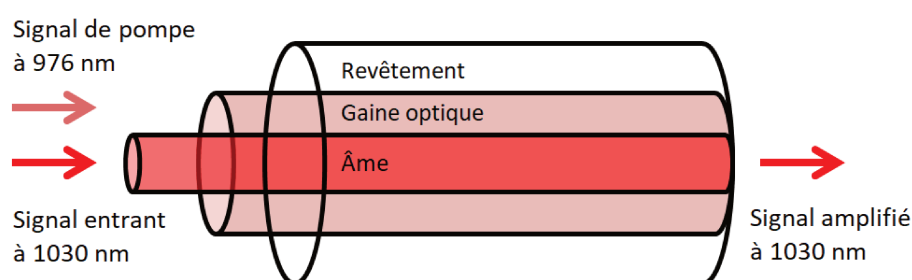


FIGURE 4.15: Schéma d'une fibre dopée.

Les risques de dégradations de ce type d'amplificateurs non-industriels sont élevés car leur fabrication est propre à chaque installation. Par exemple, des points chauds peuvent apparaître via la proximité des fibres optiques avec d'autres éléments chauffants ou leur croisement avec d'autres fibres de l'amplificateur. La

puissance d'entrée est limitée par un minimum, 1 mW dans notre cas, car en dessous de cette valeur l'émission spontanée prend le dessus sur l'émission stimulée issue du faisceau de pompe. Dans ce cas, la direction de propagation du signal n'est plus contrôlée et cela peut mener à des remontées du faisceau s'accompagnant souvent de la destruction de certains éléments comme en a fait l'expérience mon prédécesseur [34]. À l'origine, cet amplificateur était prévu pour délivrer une puissance moyenne de 100 W. Mais les concepteurs nous ont conseillé de limiter la puissance à 60 W sous peine de réduire drastiquement sa durée de vie.

Pour effectuer l'amplification, on injecte le signal venant de l'oscillateur laser dans l'âme de la fibre de 6 μm de diamètre en entrée de l'amplificateur (cf. Fig. 4.15). Les diodes de pompe émettent un faisceau à 976 nm et sont soudées à la gaine optique de la fibre pour injecter ce faisceau. La fibre dopée à l'Ytterbium se désexcite à 1030 nm par émission stimulée dans l'âme de la fibres, de même phase et direction que le signal. Le premier pré-amplificateur (premier étage d'amplification) permet d'augmenter la puissance de 1 mW à plusieurs dizaines de mW. Après le deuxième pré-amplificateur (deuxième étage d'amplification) on atteint 5 W. Enfin, l'amplificateur de puissance (troisième étage d'amplification) permet d'augmenter la puissance jusqu'à 60 W, il est composé d'un *combiner* refroidit à l'eau et alimenté par quatre diodes de pompe de 60 W chacune (cf. Fig. 4.16). Ces diodes sont placées dans un boîtier qui leur est propre, disposées par paires sur deux radiateurs refroidis par des ventilateurs.

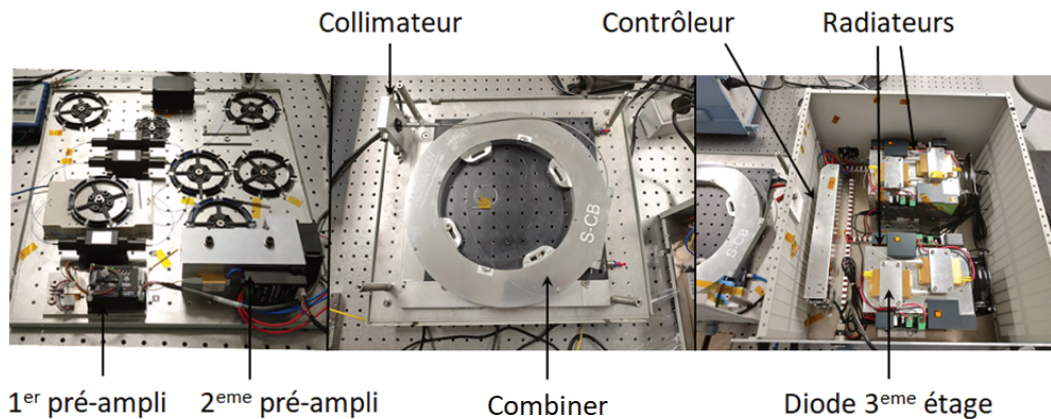


FIGURE 4.16: À gauche, photographie du support contenant le premier et deuxième étage d'amplification. Au centre, le *combiner* du troisième étage et sortie air libre du faisceau laser. À droite, boîtier contenant les quatre diodes de pompe du troisième étage d'amplification de l'amplificateur laser de ThomX.

La livraison de cet amplificateur a pris du retard et a bloqué l'avancement des expériences durant cette thèse. Je me suis déplacé à Bordeaux avec un collègue

4.2. Schéma optique et mesures

pour finir le montage et la caractérisation de l'amplificateur. Nous avons terminé le câblage des alimentations des amplificateurs pour effectuer une mesure de la puissance de sortie des diodes de pompe (cf. Fig. 4.17).

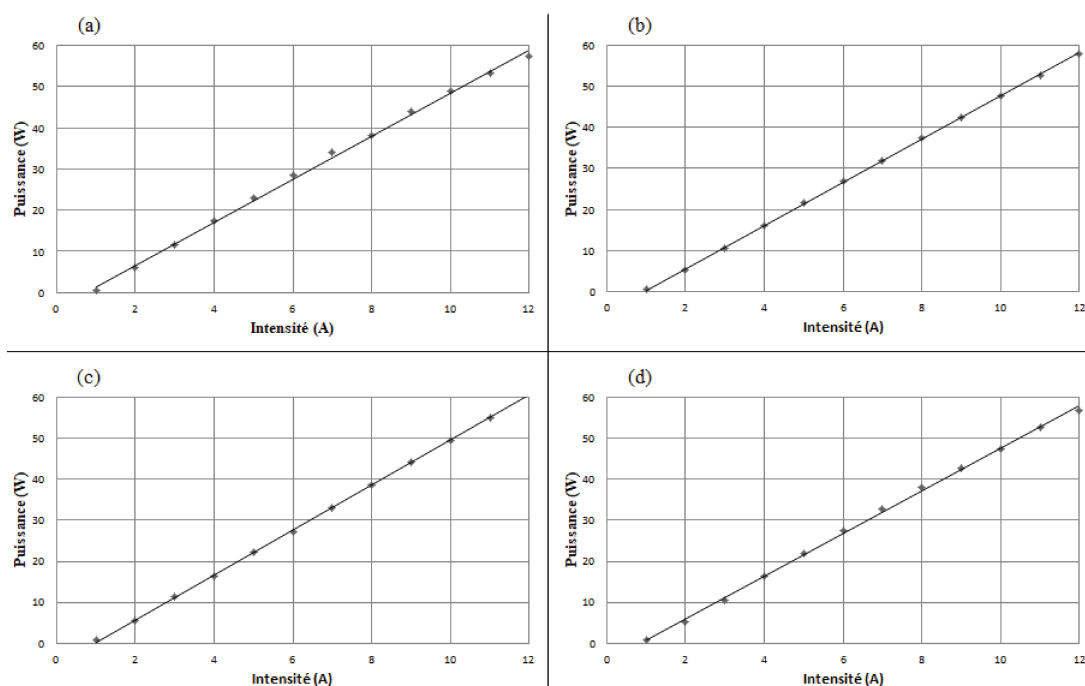


FIGURE 4.17: Mesures de puissance de chaque diode de pompe du troisième étage de l'amplificateur de ThomX. (a), (b), (c), et (d) correspondent respectivement aux diodes 1, 2, 3 et 4 dans le logiciel de contrôle des diodes.

Nous avons également fait les différentes soudures de fibre optique entre les diodes de pompe du troisième étage et le *combiner*. Puis, il a fallu terminer la découpe et le montage du boîtier, la connexion du refroidissement à eau du *combiner* et la mise en place des éléments du premier et deuxième étage sur leur support. Enfin, nous avons procédé à une adaptation du mode de sortie de l'amplificateur, une mesure du critère de qualité du faisceau M^2 [201] et à une montée en puissance (cf. Fig. 4.18). On remarque deux courbes différentes concernant la montée en puissance. C'est dû au fait qu'une partie de la puissance des diodes de pompe n'est pas combinée au mode du faisceau laser, elle reste donc dans la fibre micro-structurée et à la longueur d'onde des diodes de pompe, 976 nm (cf. Fig. B.4 Annexe B). En sortie de l'amplificateur, le faisceau comprend un mode (0,0) et un faisceau en forme de « donuts » autour de celui-ci correspondant à la puissance non combinée. En pratique, on utilise un iris et un miroir dichroïque pour couper cette partie du faisceau laser pour qu'il ne se couple pas à la cavité Fabry-Perot. Concernant la

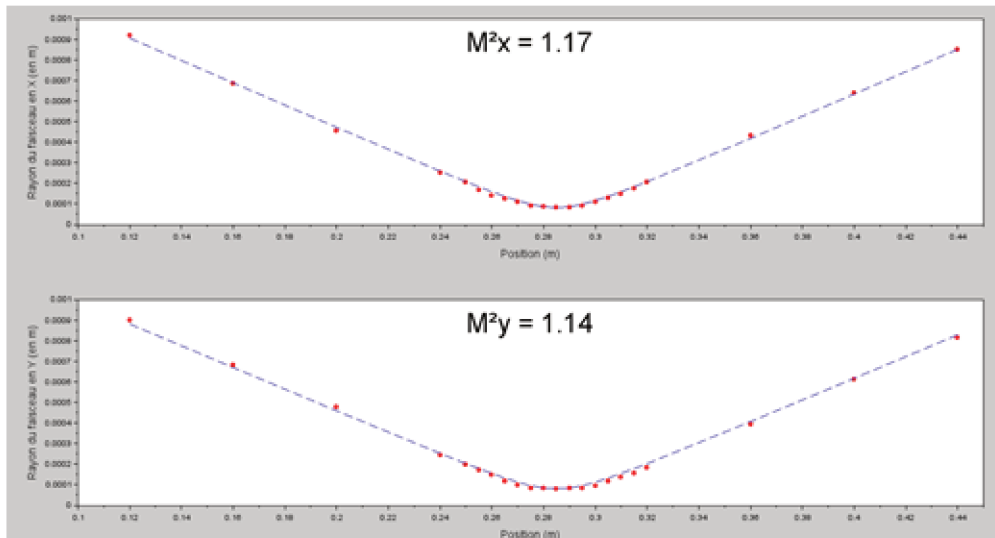
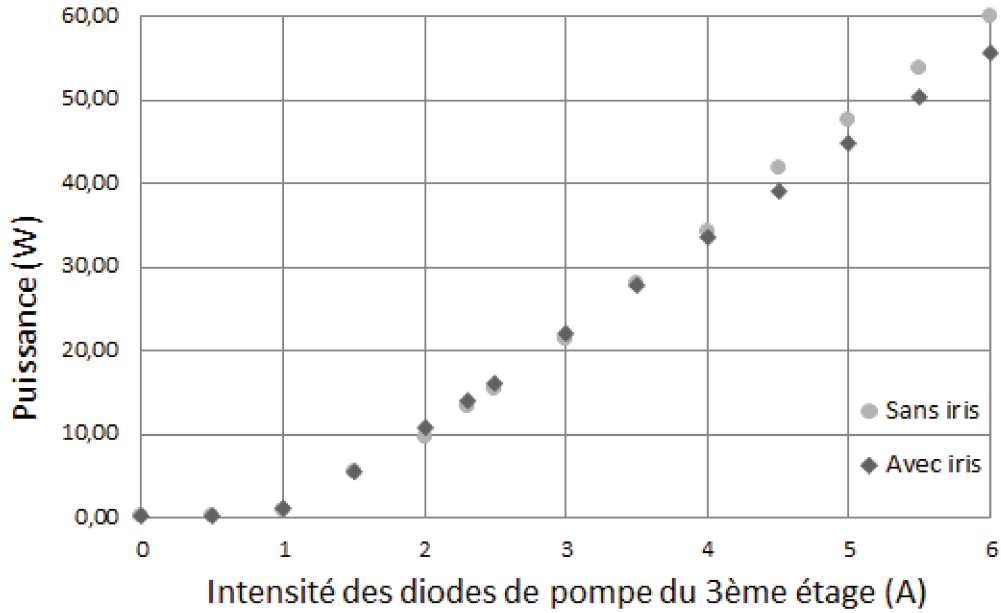


FIGURE 4.18: En haut, puissance moyenne en sortie de l'amplificateur laser en fonction de l'intensité appliquée aux quatre diodes de pompe. Avec et sans iris pour couper la puissance résiduelle de pompe. En bas, mesure du M^2 avec ajout d'une lentille en sortie de l'amplificateur suivant l'axe tangentiel x et l'axe sagittal y .

mesure du M^2 , il était demandé un M^2 de 1,5 au maximum, les valeurs sont donc conformes.

Cet amplificateur a été utilisé pour la mise en service de la cavité mais comme il n'atteint pas les spécifications requises de 100 W, nous avons lancé la procédure d'achat d'un nouvel amplificateur fabriqué par l'entreprise *Alphanov*. Celui-ci est plus proche d'un modèle industriel et donc plus fiable. Il permettra d'atteindre 100 W de puissance moyenne. Le montage que nous avons acheté comprend l'assemblage de tous les composants en partant de l'oscillateur laser jusqu'au compresseur tel que présenté dans la section 4.2.1. L'amplificateur devra également bénéficier d'une puissance minimale d'entrée de 1 à 2 mW. Il sera composé de deux pré-amplificateurs augmentant respectivement la puissance à 10 – 100 mW et 1 – 5 W et d'un étage d'amplification final dans une fibre dopée à l'Ytterbium permettant d'atteindre les 100 W.

4.2.3 La cavité Fabry-Perot

Comme expliqué précédemment, la Cavité ThomX $_{Th}$ correspond aux caractéristiques des miroirs que nous avons acheté, soit celle du TDR de ThomX. Nous allons voir que les performances réelles des miroirs formant la Cavité ThomX $_{Re}$ sont différentes. Cette cavité est conçue en géométrie *bow-tie*. Elle est composée de quatre miroirs diélectriques à 1030 nm dont deux HR, sphériques, en ULE (cf. Tableau A.1 Annexe A), un HR, plan, en ULE et un miroir d'entrée en suprasil qui devait initialement être en saphir (cf. section 3.1.2 chap. 3). Elle a une forme particulièrement étirée qui permet un angle d'interaction faible entre le faisceau laser et les paquets d'électrons (cf. Fig. 4.19).

Les miroirs M_1/M_3 et M_2/M_4 sont rapprochés au maximum entre eux afin de réduire l'angle d'incidence du faisceau laser. La longueur de la cavité est définie en fonction de la fréquence de révolution des électrons au sein de l'anneau qui est de 16,67 MHz. Mais une cavité optique de cette longueur occuperait une surface trop importante et un des arguments techniques de ThomX est sa faible empreinte au sol. La cavité optique a ainsi été conçue pour avoir une fréquence de révolution de 33,33 MHz. A chaque tour parcouru par les électrons dans l'anneau de stockage, le faisceau laser parcourt donc deux tours dans la cavité optique. Cela a comme inconvénient de diviser la puissance moyenne utile à la génération de rayon X d'un facteur deux par rapport à la puissance moyenne réelle stockée dans la cavité optique.

C'est sur cette cavité que nous avons utilisé pour la première fois un miroir d'entrée en saphir pour les raisons développées en section 3.1.2 du chapitre 3. Nous avons un objectif de finesse de 42300 (cf. Tableau A.1 Annexe A) mais lors des premières mesures de finesse avec le miroir d'entrée en saphir nous avons mesuré 3400, plus

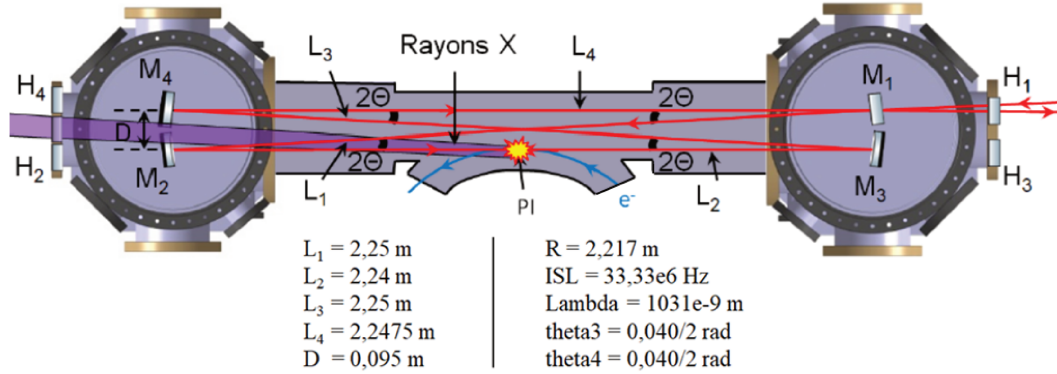


FIGURE 4.19: Schéma de la cavité Fabry-Perot de ThomX accompagné des longueurs correspondantes. Avec M_1 le miroir d'entrée, M_2 et M_3 des miroirs sphériques HR, M_4 un miroir plan HR, θ les angles d'incidence du faisceau sur les miroirs, D la distance séparant les axes M_1/M_3 et M_2/M_4 , L_1 , L_2 , L_3 et L_4 les distances séparant respectivement M_1/M_2 , M_2/M_3 , M_3/M_4 et M_4/M_1 et H_1 , H_2 , H_3 et H_4 les hublots de mesures. PI pour le Point d'Interaction et e^- le faisceau d'électrons.

d'un ordre de grandeur en dessous de la valeur voulue. Pour simuler une cavité d'une telle finesse avec les caractéristiques des miroirs de la Cavité ThomX_{Th}, il faut ajouter un total de 1700 ppm de pertes par diffusion ou absorption sur les quatre miroirs. Le gain de la cavité est alors de 140 au lieu des 21700 recherchés. Après vérification du bon fonctionnement de l'ensemble du montage, nous avons nettoyé les quatre miroirs de la cavité Fabry-Perot à l'aide des techniques de nettoyage que nous maîtrisons (cf. section 3.2 chap. 3) sans réussir à améliorer les performances. Nous ne disposons pas de miroirs de rechange pour la Cavité ThomX_{Re} mais le miroir d'entrée en saphir peut être échangé avec le miroir d'entrée en suprasil de la Cavité Test (cf. Tableau A.1 Annexe A). Ce changement a permis d'augmenter la finesse à 17000. Cela équivaut à diminuer les pertes totales de la cavité de 1500 ppm. Le miroir en saphir est donc le principal responsable de la faible finesse de la cavité. Nous avons pu faire fabriquer un miroir d'entrée en suprasil pour la Cavité ThomX_{Re}, matériau avec lequel nous n'avons jamais eu de problèmes. La finesse de 17000 est une valeur suffisante pour effectuer les premières montées en puissance de la cavité de ThomX. Devant le coût d'une nouvelle fabrication des trois autres miroirs de la cavité, nous avons pris la décision de continuer les expériences avec cette finesse. On considère finalement qu'un total de 200 ppm de pertes sont réparties dans la cavité, soit 50 ppm par miroir (cf. Tableau A.1 Annexe A).

4.2.4 Le mode fondamental

L'oscillateur laser *Onefive* a été asservi sur la Cavité ThomX_{Re} et la taille du mode a été mesurée en transmission du miroir M_4 (cf. Fig. 4.20). La mesure a été prise lorsque les miroirs sphériques de la cavité étaient rapprochés au maximum. Dans cette position, la taille du mode est la plus grande possible, ici environ 2,3 mm de rayon (cf. Fig. A.4 Annexe A). On voit sur la Fig. 4.21 que cela correspond à un

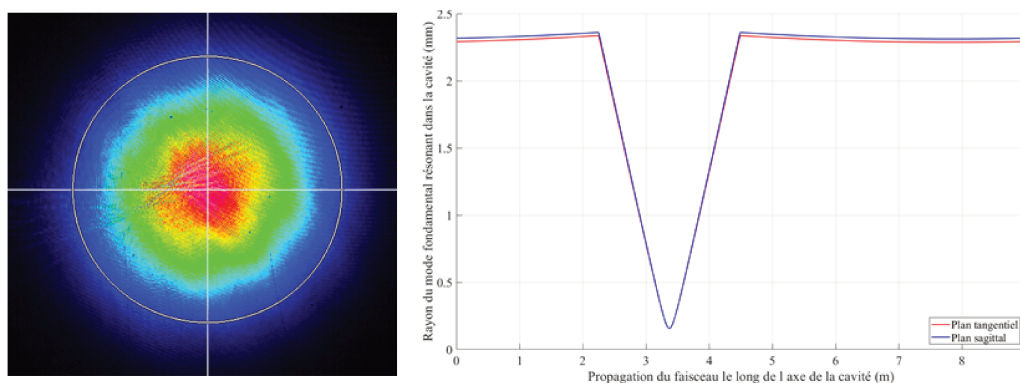


FIGURE 4.20: À gauche, image caméra du mode fondamental de la Cavité ThomX_{Re} prise en transmission du miroir M_4 . Le rayon du faisceau (en $1/e^2$) est de 2,3 mm dans le plan sagittal x et 2,25 mm dans le plan tangentiel y . À droite, la simulation de la taille du faisceau durant son trajet dans la cavité.

waist d'environ $150\ \mu\text{m}$. Or, la cavité a été dimensionnée pour avoir un *waist* de $100\ \mu\text{m}$ (cf. Fig. A.3 en Annexe A) avec les montures rapprochées au maximum. La mesure de la taille du mode derrière le miroir M_4 devrait donc être de 3 mm. La longueur de la cavité Fabry-Perot est connue au micron près. Seuls les rayons de courbure peuvent donc être responsables d'un tel changement. Pour corrélérer la simulation avec la réalité, nous devons modifier la valeur du rayon de courbure des deux miroirs sphériques de 2,241 m à 2,217 m. Comme le *waist* de la cavité est plus grand, à terme, cela limitera le flux de rayons X. On peut noter que la haute réflectivité des miroirs et leur sensibilité aux poussières interdit la plupart des mesures avant leur installation. Nous ne pouvons donc pas vérifier leur rayon de courbure avant leur installation. Dans le futur, il sera néanmoins possible de modifier les montures des miroirs de la cavité Fabry-Perot pour pouvoir atteindre les spécifications de taille du *waist* du cahier des charges de ThomX.

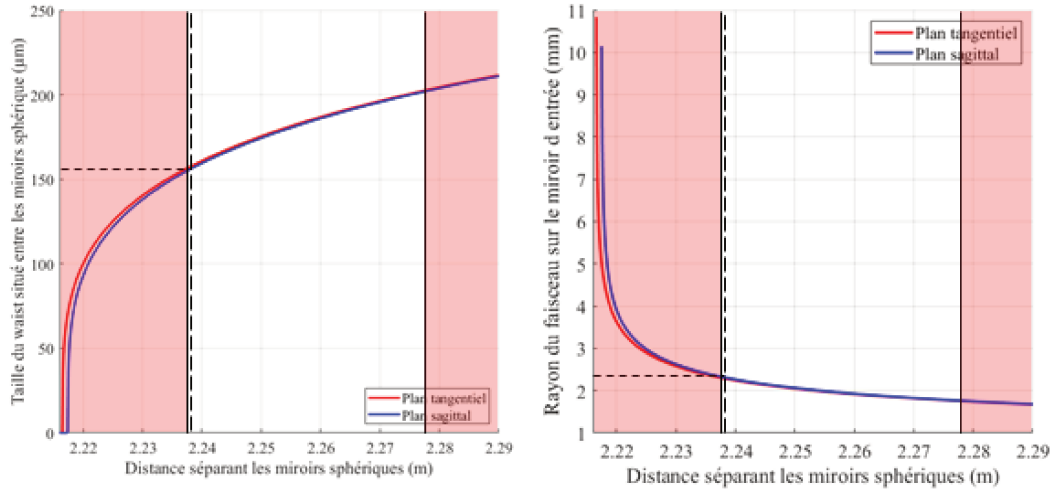


FIGURE 4.21: À gauche, la taille du *waist* de la Cavité ThomX_{Re} en fonction de la distance entre les miroirs sphériques. À droite, le rayon du faisceau (en $1/e^2$) en entrée de la Cavité ThomX_{Re} en fonction de la distance entre les miroirs sphériques. Les zones rouges représentent les zones auxquelles nous n'avons pas accès avec les moteurs de l'axe longitudinal des miroirs sphériques de la cavité et les pointillés la position à laquelle nous sommes.

4.2.5 Simulation des dégénérescences

Les résultats obtenus dans le chapitre précédent ont permis une analyse et une compréhension rapide des problèmes sur la Cavité ThomX_{Re}. Pour commencer, les simulations des dégénérescences modales effectuées sur la Cavité Test ont pu être transposées à la Cavité ThomX_{Re} (cf. Fig. 4.22).

Comme pour la Cavité Test, ce modèle permet de savoir qu'il existe des dégénérescences modales en fonction de la puissance intra-cavité. Nous limitons la simulation aux modes d'ordre trente car, comme expliqué en section 3.1.3, la taille des modes est limitée à celle des miroirs de un *inch* de diamètre. Le nombre de dégénérescences est similaire à celui calculé pour la Cavité Test. En revanche, on ne sait pas à quelle puissance stockée l'intensité des modes dégénérés limite le système d'asservissement.

4.2.6 Dégénérescence à forte puissance moyenne

La mesure expérimentale de forte puissance moyenne intra-cavité a été effectuée avec une photo-diode placée en transmission du miroir M_4 de la cavité (cf. Fig. 4.23). La courbe peut être comparée avec la Fig. 3.16 en section 3.1.3 du chapitre 3. On

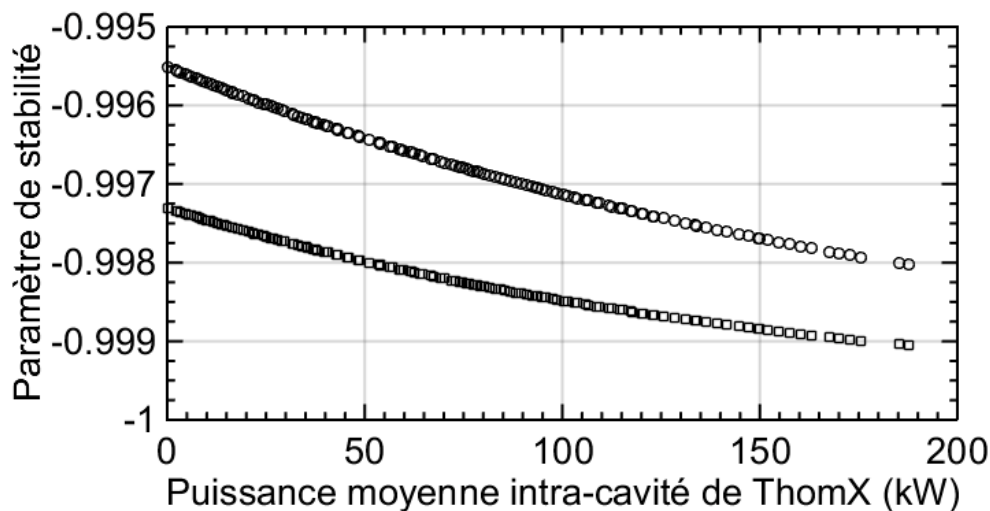


FIGURE 4.22: Paramètre de stabilité en fonction de la puissance moyenne stockée dans la Cavité ThomX_{Re}. Chaque cercle ou carré représente l'évènement d'une dégénérescence entre le mode fondamental et un mode n et m d'ordre élevé avec n et m situé dans l'intervalle de 1 à 30 pour les directions transverses x et y .

on observe un processus physique similaire avec les comportements (1), (2) et (3) allant du mode fondamental seul vers un mode dégénéré accompagné d'une perte de puissance globale. En revanche, on ne remarque pas d'oscillations (mode de fonctionnement (4) en Fig. 3.16) et on s'aperçoit que l'échelle de temps est plus longue. Nous supposons que ces différences sont dues au changement de géométrie et d'inertie du système. Le dernier élément que l'on peut noter sur cette figure est la perte de verrouillage du système d'asservissement régulière que l'on observe toutes les 500 ms et qui se caractérise par des pics descendants. Ce défaut était initié par un mode d'alimentation de la platine de translation située dans l'oscillateur laser qui est aujourd'hui corrigé.

Sur la Fig. 4.24, on peut voir une image prise à la caméra du mode fondamental et d'un mode dégénéré de la cavité, en transmission du miroir M_4 pendant la mesure de la Fig. 4.23. C'est la première dégénérescence modale que nous avons observé sur la Cavité ThomX_{Re}. À gauche, une image du mode fondamental de la cavité avec 115 kW de puissance moyenne intra-cavité prise avec une caméra en transmission du miroir M_4 de la Cavité ThomX_{Re} avec un temps d'exposition court. Au centre, une autre image du même mode, prise avec la même puissance moyenne intra-cavité, au même endroit mais avec un temps d'exposition long. À droite, une image du mode fondamental dégénéré avec un mode d'ordre élevé prise avec la même puissance moyenne intra-cavité, au même endroit et avec un temps

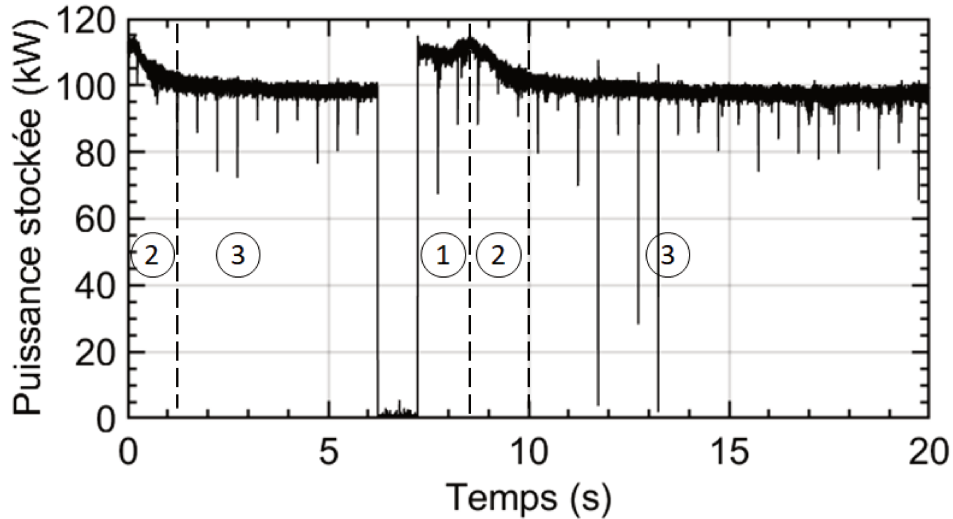


FIGURE 4.23: La courbe montre une mesure expérimentale de la puissance moyenne intra-cavité de ThomX pendant 20s mesurée après le miroir M_4 : (1) mode fondamental seul, (2) changement vers un mode dégénéré (cf. Fig. 4.24), (3) région stable du mode dégénéré.

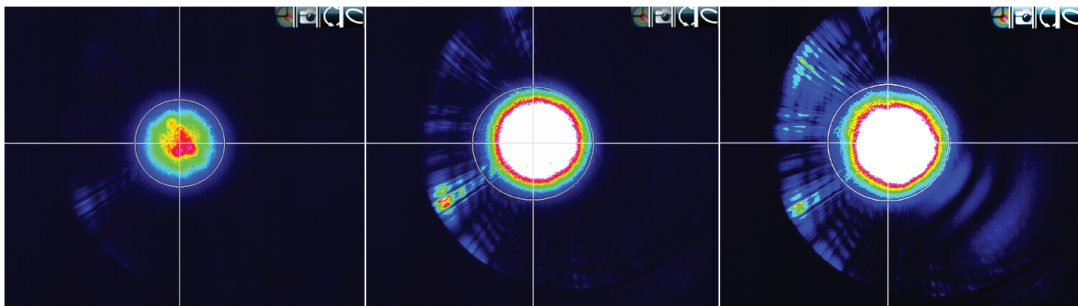


FIGURE 4.24: À gauche, une image du mode fondamental de la cavité avec 115 kW de puissance moyenne intra-cavité prise avec une caméra en transmission du miroir M_4 de la Cavité ThomX_{Re} avec un temps d'exposition long. Au centre, une autre image du même mode, avec la même puissance moyenne intra-cavité, au même endroit mais avec un temps d'exposition long. À droite, une image du mode fondamental dégénéré avec un mode d'ordre élevé prise avec la même puissance moyenne intra-cavité, au même endroit et avec un temps d'exposition long.

d'exposition long. L'image de gauche et du centre correspondent au comportement (1) de la Fig. 4.23. Celle de droite correspond quant à elle au comportement (3)

de la Fig. 4.23. Ce mode a une forme différente des autres modes que nous avons observé sur nos cavités, cela pourrait correspondre à des modes de Ince [202]. Mais de plus amples études sont nécessaire pour confirmer cette hypothèse.

4.3 Les problèmes de la Cavité ThomX_{Re}

À la lumière de l'expérience que nous avons acquise lors de la mise en œuvre de la cavité Fabry-Perot de ThomX, nous pouvons dresser un diagnostic des points de la conception qui pourraient être améliorés.

Pour commencer, les miroirs sont difficilement accessibles, rendant tout type de nettoyage ou vérification du chemin optique de la cavité difficile. Nous l'avons vérifié à plusieurs reprise lors du nettoyage de l'enceinte dont nous avons parlé en section 4.1.2, lors de la présence de câbles dans le chemin optique (cf. Fig. 4.25) ou bien des vannes pneumatiques séparant les parties cylindriques de l'enceinte qui se refermaient pendant les expériences à cause d'une fuite d'air dans leur alimentation.

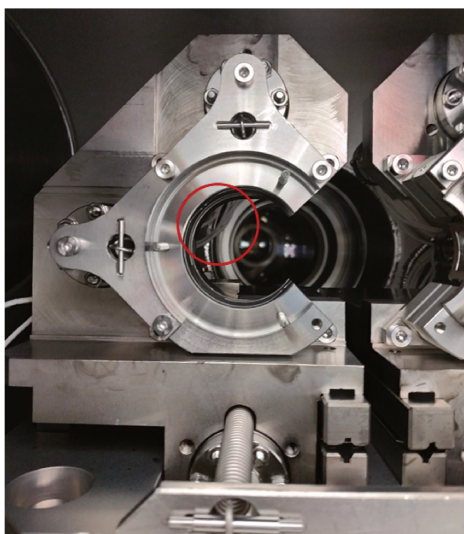


FIGURE 4.25: Photographie de l'axe optique de la cavité Fabry-Perot. Au centre du cercle rouge, on distingue les câbles perlés en céramique proches du chemin optique.

Deux défauts importants des montures des miroirs nous sont également apparus. Le premier étant l'orientation de l'axe des « flex » de la partie des montures permettant d'effectuer un changement d'angle (cf. Fig 4.7 section 4.1.3). Cet axe est placé à 45° de l'axe tangentiel et sagittal, en diagonale. Or, les moteurs sont placés suivant l'axe tangentiel x et sagittal y . Un mouvement des moteurs des montures

des miroirs de la cavité induit donc un changement de l'alignement en x et y . Il faut alors en permanence compenser ce déplacement avec le moteur suivant l'autre axe pour rester dans le plan sagittal ou transverse de la cavité, rendant plus difficile l'alignement le faisceau injecté.

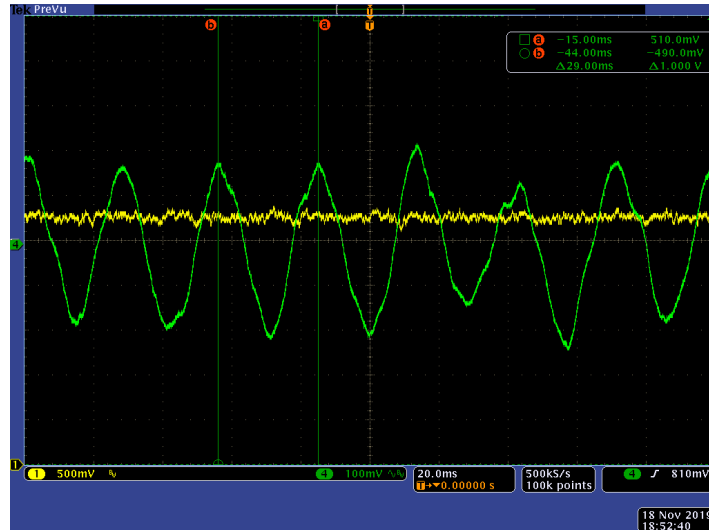


FIGURE 4.26: Capture d'écran de l'oscilloscope lors d'une mesure de la puissance transmise (en jaune) par la cavité Fabry-Perot de ThomX. En vert, un agrandissement des mouvements du module piézo-électrique indiquant la présence d'un bruit à environ 34 Hz.

Nous avons relevé un deuxième défaut suite à l'apparition d'un bruit lors de l'asservissement de l'oscillateur laser sur la cavité Fabry-Perot (cf. Fig. 4.26). Nous avons remarqué que le bruit cessait lorsque l'on éloignait les montures des miroirs du bout de la course des moteurs. En réalité, lorsque le moteur de l'axe longitudinal des miroirs est au maximum de sa course (c'est le cas lorsque l'on cherche à rapprocher les miroirs sphériques au maximum), on remarque (cf. Fig. 4.9 section 4.1.3) que le ressort de renvoi est étiré au maximum. Comme la monture des miroirs est simplement posée sur son socle, la tension du ressort lève l'autre côté de la monture, ce qui mène à une résonance mécanique que nous observons sur la Fig. 4.26.

Ensuite, c'est la conception de l'amplificateur qui a montré ses limites. Le refroidissement du troisième étage est fait avec de l'eau par un *chiller* situé à plusieurs mètres de l'expérience et dans une autre pièce, ce qui est un bon point pour la stabilité du faisceau laser. En revanche, le refroidissement des diodes de pompe est fait par des ventilateurs intégrés aux radiateurs (cf. Fig. 4.16) sur lesquels sont fixées les diodes et ces dernières sont reliées aux étages d'amplification par une

fibres de moins d'un mètre. Ces ventilateurs sont donc obligatoirement à proximité de l'amplificateur, sur la table optique, ce qui induit un bruit sur la stabilité du faisceau. Nous avons placé les diodes de pompe sur l'amplificateur en les séparant d'une épaisseur de plusieurs centimètres de caoutchouc afin de réduire les vibrations. Puis, nous avons été les témoins des différences entre un amplificateur « fait maison » et un amplificateur de type industriel. L'une des diodes de pompe affiche un problème de refroidissement qui vient d'un mauvais contact thermique avec le radiateur. Cela ne l'empêche pas de fonctionner correctement, mais à terme sa durée de vie sera réduite. Pour finir, l'amplificateur qui devait délivrer jusqu'à 100 W n'en délivre que 60 W. Pour nous, c'est une différence de performances de 40 % sur le cahier des charges, ce qui n'est pas supportable pour l'expérience ThomX.

Enfin, les objectifs de vide à 10^{-11} mbar ont grandement complexifié la conception mécanique à l'intérieur de l'enceinte. Il existe notamment des solutions opto-mécaniques compactes (actuateurs « slip-stick ») pour l'ultra-vide qui permettent de longs et courts déplacements. On pourrait également utiliser des câbles en kapton au lieu de les recouvrir avec des gaines en céramique. Leur utilisation dégraderait le vide par rapport à une solution « tout inox ». ThomX pourra déterminer le niveau de vide effectivement requis au point d'interaction. Entre 10^{-11} mbar et 10^{-9} mbar la conception opto-mécanique de l'enceinte pourrait être grandement simplifiée.

Nous finirons par les problèmes de caractérisation des miroirs et des revêtements. Nous ne pouvons pas dire précisément de quel miroir vient les pertes que nous avons dû ajouter pour que la simulation concorde avec la réalité (cf. Tableau A.1 Annexe A) mais les mesures que nous avons faites attestent d'un problème de performances. De plus, ce problème n'est pas explicable par la présence de poussières dans la cavité car les miroirs ont été sortis et nettoyés plusieurs fois tandis que nous mesurons la même finesse après chaque nouveau nettoyage. Le rayon de courbure des substrats est lui aussi sujet à des incertitudes et la taille de faisceau que nous avons mesuré indique que les rayons de courbure sont différents d'au moins 24 mm du cahier des charges alors que le devis indique une incertitude de plus ou moins 2 mm sur le rayon de courbure. Il est possible que le revêtement ajouté après la fabrication des substrats soit à l'origine de cette différence.

Conclusion et perspectives

L'objectif de cette thèse était d'étudier les phénomènes physiques entrant en jeu lors du stockage de forte puissance moyenne dans la cavité Fabry-Perot de haute finesse nommée Cavité Test afin d'affiner la conception et mettre en service la Cavité ThomX_{Re}.

Les performances de la Cavité Test ont été plus que doublées en passant d'un maximum de 100 kW de puissance moyenne intra-cavité stable avec des pertes du verrouillage de l'asservissement et en étant limité par les dégénérescences modales à plus de 200 kW sans perte de verrouillage de l'asservissement et sans dégénérescences modales en réduisant les phénomènes de déformation thermique.

Nous avons effectué la mise en place d'une procédure complète de nettoyage des miroirs de nos cavités avec l'ajout d'un microscope optique pour le suivi de la surface des miroirs et d'un *spin coater* pour leur nettoyage. Nous avons atteint une meilleure fiabilité des nettoyages et une meilleure répétabilité des mesures de finesse. Entre autres, le moment de l'apparition d'un cratère dans le revêtement d'un des miroirs de la Cavité Test est connu grâce à l'utilisation récurrente du microscope que nous avons mis en place.

La compréhension et l'étude des détériorations du revêtement des miroirs nous ont amené à collaborer avec le LMA pour le dépôt du revêtement des miroirs et Alexandre Dazzi, de l'institut de physique-chimie de l'université Paris-Saclay pour la caractérisation des revêtements au microscope à force atomique et au microscope à force atomique couplé à la spectroscopie infrarouge.

Puis, une cavité Fabry-Perot de longueur de chemin optique 33,6 cm a été asservie avec succès. Confirmant la possibilité de réduction de la taille de ces systèmes optiques et de focalisation des *waist* à 10 μm . À terme, cela pourrait ouvrir la voie à la création de sources Compton compactes d'une plus grande efficacité en couplant une cavité miniature avec un accélérateur linéaire.

Enfin, la cavité Fabry-Perot de ThomX a été asservie et nous avons stocké plus de 100 kW de puissance moyenne malgré un gain limité par les performances des miroirs. Les expériences menées sur la Cavité Test ont prouvé leur utilité en permettant l'anticipation et la résolution des problèmes de dégénérescences modales. L'amplificateur en cours de fabrication permettra de doubler la puissance moyenne

intra-cavité pour atteindre 200 kW. Un remplacement des miroirs actuels de la Cavité ThomX_{Re} par de nouveaux miroirs respectant les spécifications requises permettrait théoriquement de multiplier le gain de la cavité par cinq en atteignant plus de 20000 de gain. Avec tout ce que nous avons appris, nous pouvons estimer que la principale limitation à atteindre le mégawatt serait due à la présence de poussières dans l'enceinte de la cavité.

Finalement, la difficulté à mettre en place un tel système vient de la complexité du montage et des contraintes de conception comme la contrainte de l'ultra-vide qui implique du « tout inox ». Nous avons vu qu'aujourd'hui, nous repenserions différemment certains éléments. Mais d'autres points, comme l'accessibilité des miroirs ou la présence de nombreux instruments ne sont qu'une conséquence de la complexité de cette expérience. Nous pouvons mettre en avant la difficulté à garder le montage complet à l'abri des poussières durant des mois d'installations et de tests amenée par la nécessité de garder les miroirs propres à cause de leur hauts coefficients de réflexion. Il existe donc deux possibilités pour rendre cette expérience plus viable selon nous. Il est possible de réduire les coefficients de réflexion des miroirs et donc le gain et d'augmenter la puissance laser en sortie de l'amplificateur. Un tel système serait bien plus robuste car nous serions moins dépendants des coefficients des miroirs, il serait plus facile à asservir car la bande passante de la cavité serait plus faible, mais il serait également plus onéreux. La deuxième possibilité serait de réduire la taille du système et la complexité du montage en relâchant la contrainte sur l'ultra-vide pour se rapprocher d'une enceinte comme celle de la Cavité Test. On réduirait ainsi les coûts et la taille. La présence de poussières serait plus simple à contrôler, à réguler, et les manipulations dans l'enceinte seraient facilitées.

Annexes

Annexe A

Performances globales de nos cavités Fabry-Perot

Cette annexe regroupe un tableau contenant l'ensemble des caractéristiques de chaque cavité Fabry-Perot utilisée dans cette thèse. Nous y avons également placé un ensemble de courbes regroupant la taille des faisceaux à deux positions dans chaque cavité en fonction de l'écart entre les miroirs sphériques, la taille du faisceau dans chaque cavité avec les longueurs définies pour chaque cavité, la largeur de raie, le gain maximum et la finesse. Sur ces courbes, nous avons placé des lignes en pointillés qui indiquent à quel emplacement nous nous trouvons sur ces cavités. Ces courbes définissent en quelque sorte l'identité de chaque cavité.

A.1 Tableau récapitulatif

| | | Cavité ThomX_{Th} | Cavité ThomX_{Re} | Cavité Test | Mini-cavité |
|---------------------------|-------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|------------------------|--------------------|
| Oscillateur | Architecture | Pulsé | Pulsé | Pulsé | Pulsé |
| | Milieu amplificateur | Ytterbium | Ytterbium | Ytterbium | Ytterbium |
| | Longueur d'onde | 1030 nm | 1030 nm | 1030 nm | 1030 nm |
| | f_{rep} | 33,33 MHz | 33,33 MHz | 133,33 MHz | 178,5 MHz |
| | Durée des pulses | ≈ 200 fs | ≈ 200 fs | ≈ 200 fs | ≈ 200 fs |
| | Puissance moyenne | ≈ 30 mW | ≈ 30 mW | ≈ 40 mW | ≈ 20 mW |
| | Bruit de phase | < 4 kHz | < 4 kHz | < 4 kHz | < 30 kHz |
| Cavité Fabry-Perot | Longueur | 9 m | 9 m | 2,25 m | 0,336 m |
| | Finesse | 42300 | 17000 | 23500 | 5700 |
| | Gain maximum | 21700 | 4100 | 10000 | 3300 |
| | Largeur de raie | 800 Hz | 2 kHz | 5,6 kHz | 200 kHz |
| | Puissance entrante | 100 W | 60 W | 40 W | 0,4 W |
| Miroirs | Matériau M_1 | Saphir | Suprasil | Suprasil | Silice |
| | Matériau $M_{1,2,3}$ | ULE | ULE | ULE | Silice |
| | Rayon de courbure | 2,241 m | 2,217 m | 0,5 m | 0,085 m |
| | T_1 | 120 ppm | 140 ppm | 180 ppm | 1000 ppm |
| | T_2 | 1,5 ppm | 1,5 ppm | 3 ppm | 30 ppm |
| | T_3 | 1,5 ppm | 1,5 ppm | 2,8 ppm | 30 ppm |
| | T_4 | 1,5 ppm | 1,5 ppm | 2,85 ppm | 30 ppm |
| | S_1 | 4 ppm | 10 ppm | 9 ppm | – |
| | S_2 | 4,5 ppm | 4,5 ppm | 4,3 ppm | – |
| | S_3 | 4,5 ppm | 4,5 ppm | 1,5 ppm | – |
| | S_4 | 10 ppm | 10 ppm | 6 ppm | – |
| | A_1 | 0.4 | – | 1.15 | – |
| | A_2 | 0,24 ppm | 0,24 ppm | 0,7 ppm | – |
| | A_3 | 0,27 ppm | 0,27 ppm | 0,7 ppm | – |
| | A_4 | 0,24 ppm | 0,24 ppm | 0,7 ppm | – |
| | Pertes ajoutées par miroir | 0 ppm | 50 ppm | 14 ppm | – |

TABLE A.1: Tableau récapitulatif des caractéristiques des quatre cavités.

A.2 Fiche d'identité de la Cavité Test

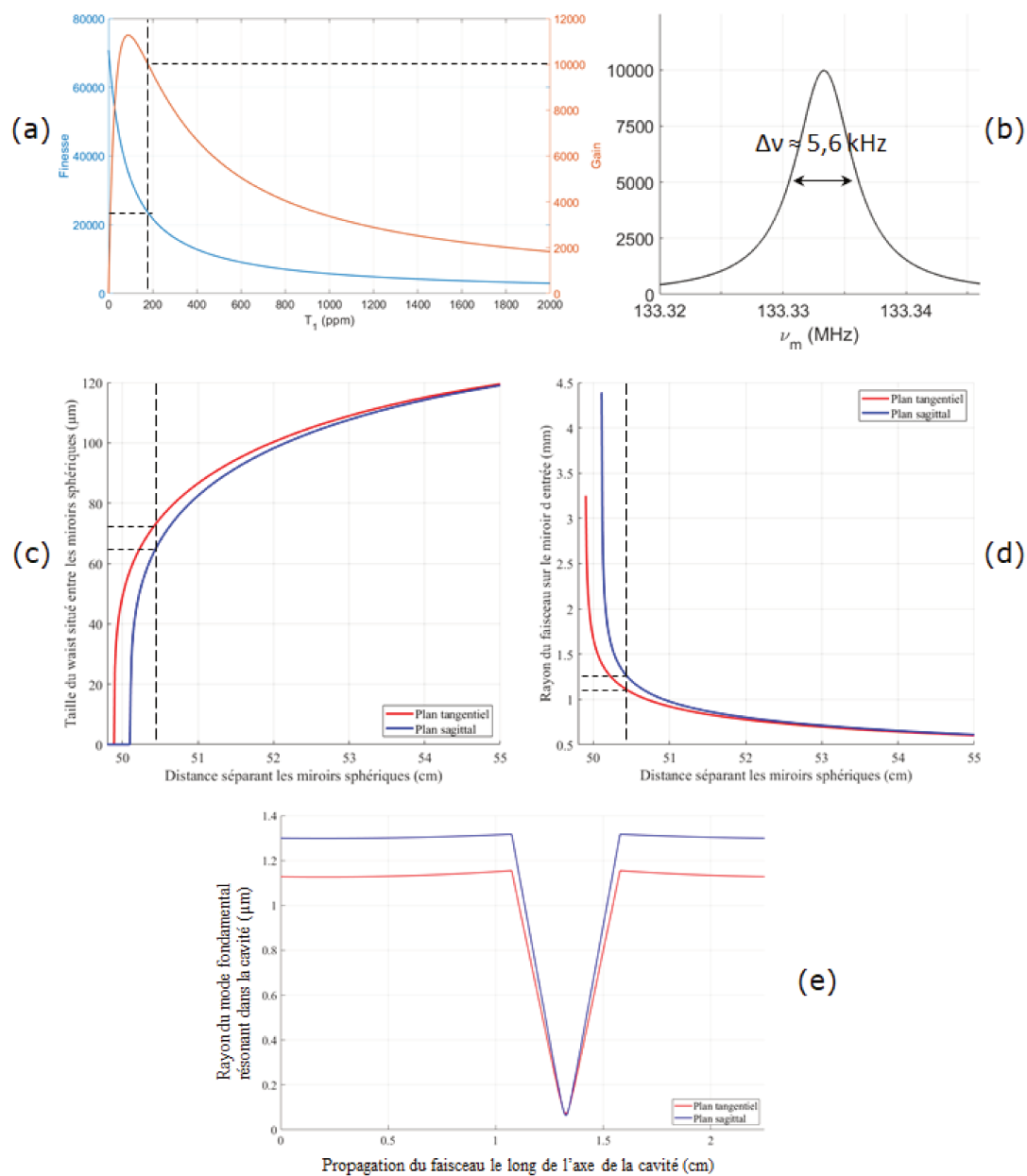


FIGURE A.1: (a) gain maximum et finesse, (b) largeur de raie, (c) plus petit *waist* du mode fondamental en fonction du déplacement des miroirs sphériques, (d) rayon du faisceau ($1/e^2$) en entrée et (e) rayon du faisceau le long de son parcours dans la Cavité Test.

A.3 Fiche d'identité de la Mini-cavité

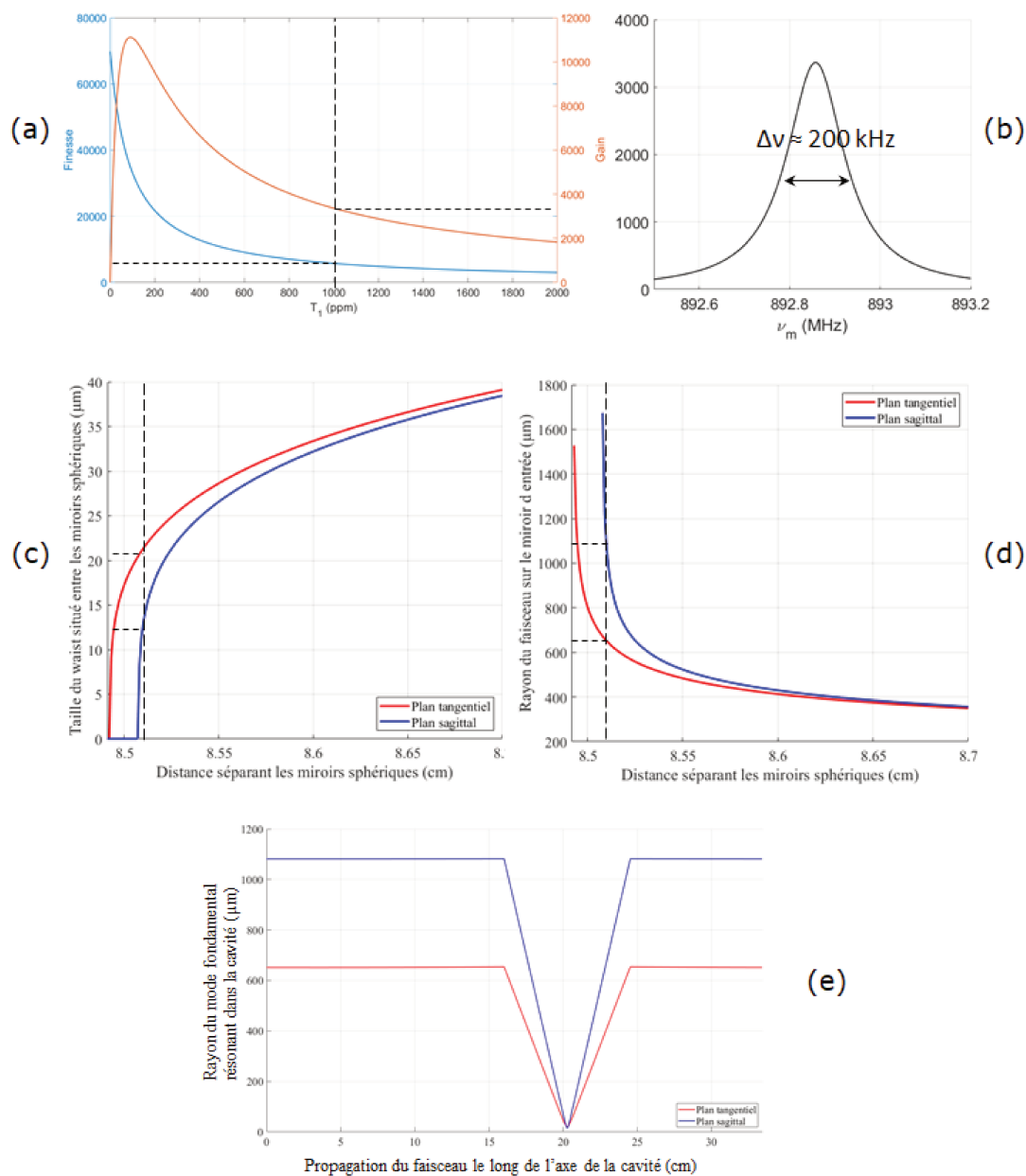


FIGURE A.2: (a) gain maximum et finesse, (b) largeur de raie, (c) plus petit *waist* du mode fondamental en fonction du déplacement des miroirs sphériques, (d) rayon du faisceau ($1/e^2$) en entrée et (e) rayon du faisceau le long de son parcours dans la Mini-cavité.

A.4 Fiche d'identité de la Cavité ThomX_{Th}

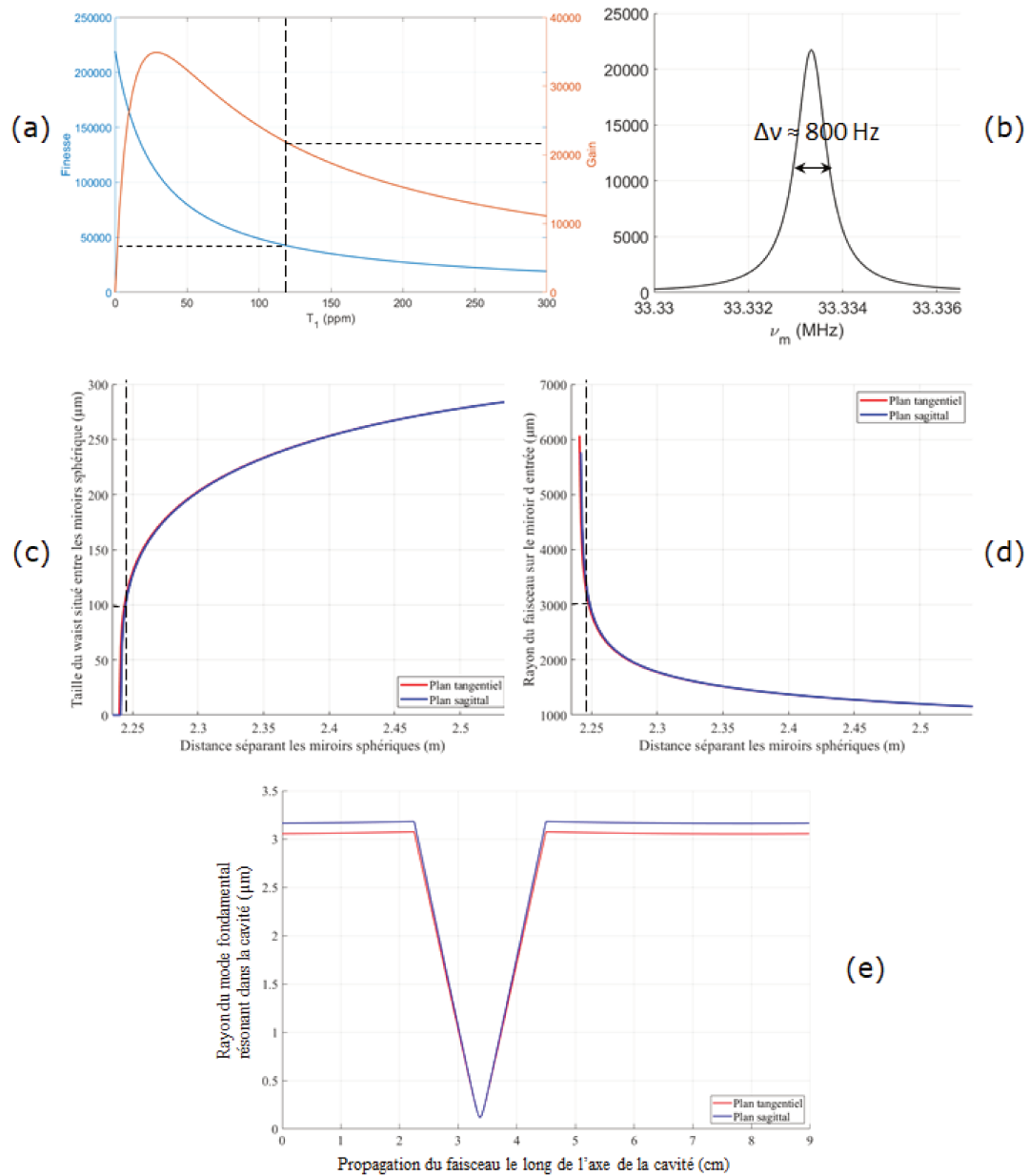


FIGURE A.3: (a) gain maximum et finesse, (b) largeur de raie, (c) plus petit *wai*st du mode fondamental en fonction du déplacement des miroirs sphériques, (d) rayon du faisceau ($1/e^2$) en entrée et (e) rayon du faisceau le long de son parcours dans la Cavité ThomX_{Th}.

A.5 Fiche d'identité de la Cavité ThomX_{Re}

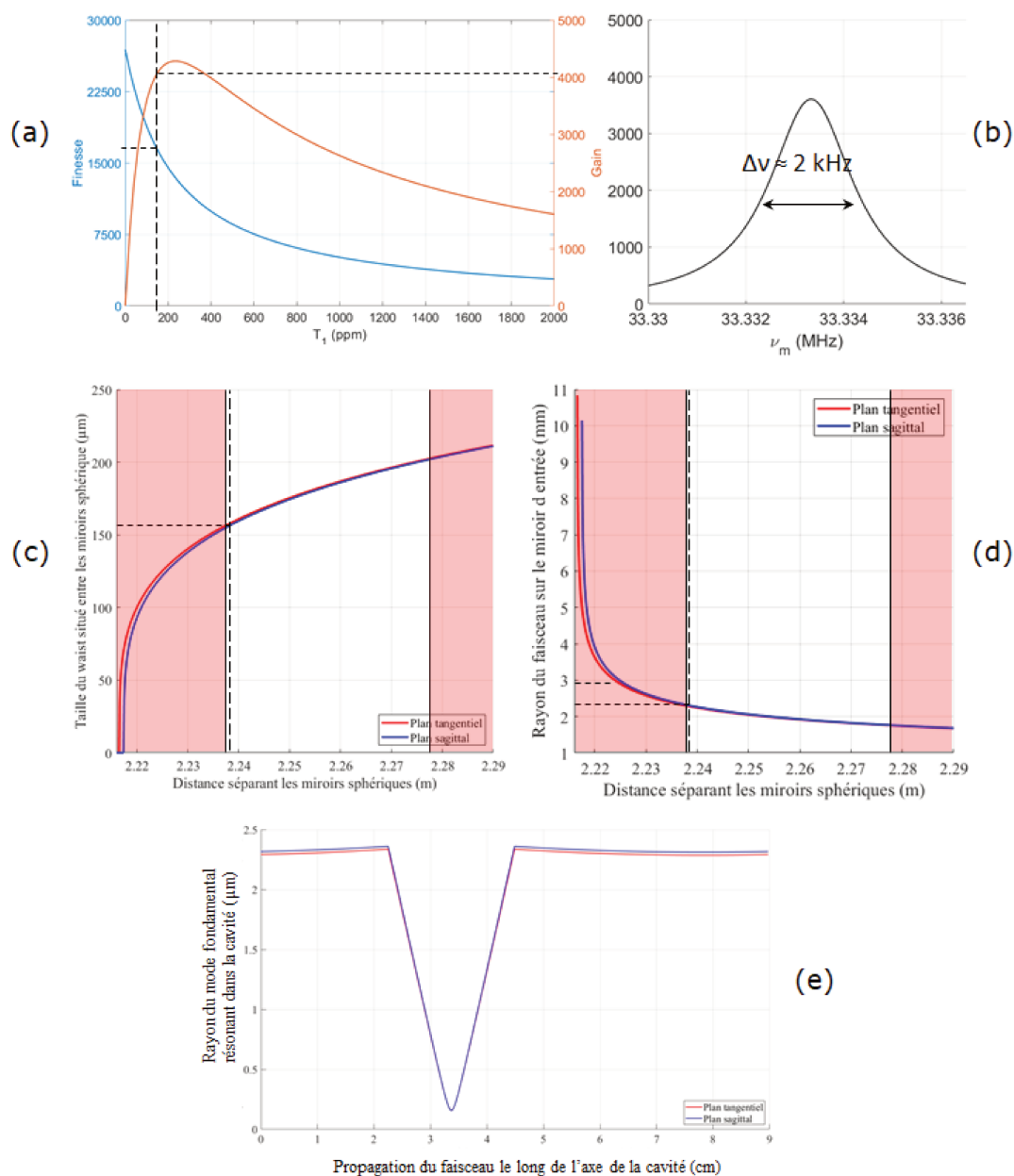


FIGURE A.4: (a) gain maximum et finesse, (b) largeur de raie, (c) plus petit *waist* du mode fondamental en fonction du déplacement des miroirs sphériques, (d) rayon du faisceau ($1/e^2$) en entrée et (e) rayon du faisceau le long de son parcours dans la Cavité ThomX_{Re}.

Annexe B

Cavité Test

Dans cette annexe, nous présentons le montage complet de la Cavité Test. Une importante partie de cette thèse s'est déroulée sur cette cavité. Les résultats obtenus ont permis une meilleure compréhension des effets thermo-élastiques, la multiplication par un facteur deux de la puissance moyenne stable maximum stockée et la mise en place d'un nouveau dispositif d'élimination de la dégénérescence modale (voir chap. 3) [154].

B.1 Procédure de propreté

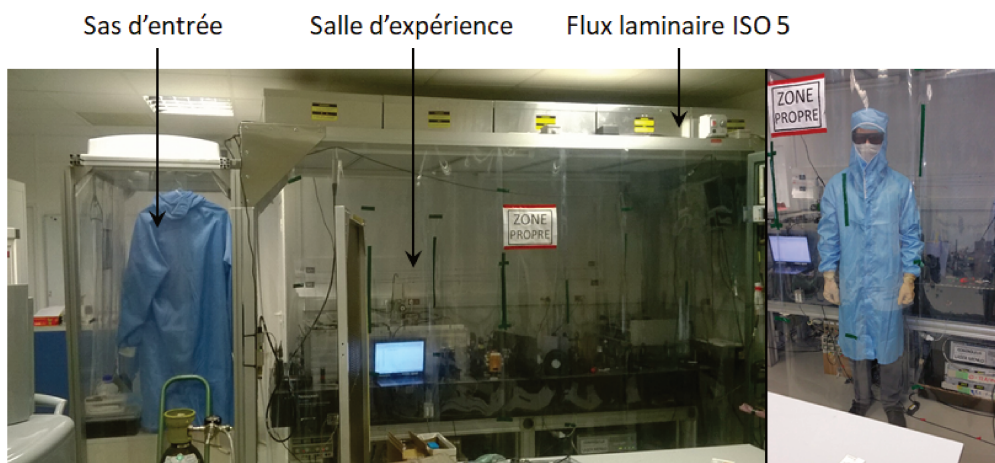


FIGURE B.1: À gauche, photographie du sas d'entrée et du flux de la Cavité Test. À droite, photo d'une personne avec l'équipement complet de manipulation sous flux.

Nous avons mis en place une procédure complète pour protéger les optiques. Nous utilisons un sas d'entre sous flux laminaire (à gauche sur la Fig. B.1) pour nous changer. Nous portons une blouse, un masque et des gants propres pour effectuer les manipulations. La table optique est placée sous le flux adjacent au sas d'entrée. Le flux utilisé respecte la norme ISO 5. Cette norme atteste la présence de moins de 30 particules supérieures à $5\ \mu\text{m}$ par mètre cube ou encore moins de 100000 particules supérieures à $0,1\ \mu\text{m}$ par mètre cube, ce qui est inférieur d'un facteur 10000 à l'air d'une salle ordinaire. Toute manipulation nécessitant la remise à l'air de l'enceinte de la Cavité Test est précédée d'un nettoyage complet de la table optique avec des lingettes imbibées d'alcool et une mesure de la quantité de particules par mètre cube avec un compteur de particules. Le compteur de particules permet de mesurer la quantité de particules d'une taille de moins de $5\ \mu\text{m}$, de moins de $0,5\ \mu\text{m}$ et de moins de $0,3\ \mu\text{m}$. Aucune manipulation de miroirs n'a lieu tant que le compteur compte des particules supérieures en taille à $0,3\ \mu\text{m}$.

B.2 Système optique

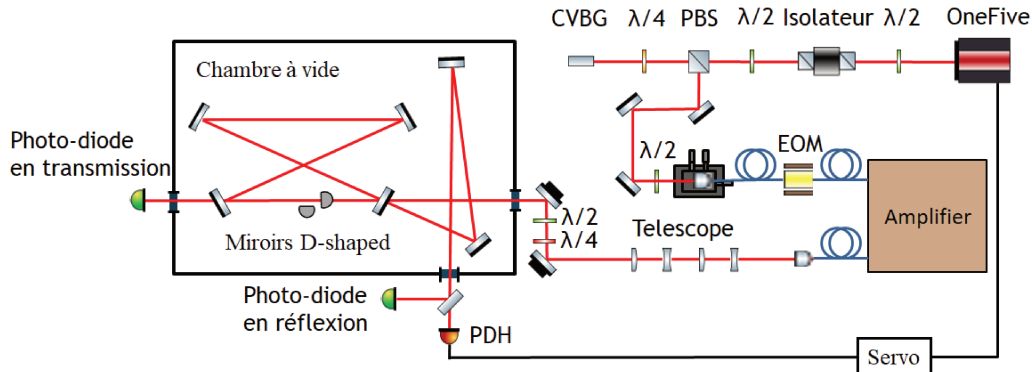


FIGURE B.2: Schéma de la table optique de la Cavité Test.

Le schéma optique (cf. Fig. B.2) commence avec un oscillateur laser pulsé, un *One-five Origami* de la marque *NKT Photonics* dont les caractéristiques sont données dans le Tableau A.1 de l'Annexe A et le spectre en Fig. B.3. Le faisceau laser traverse d'abord un isolateur pour protéger l'oscillateur des réflexions. Puis, il est étiré temporellement par la réflexion sur un CVBG afin de réduire la puissance pique dans l'amplificateur. Le CVBG dispose d'une bande passante de $2,2\ \text{nm}$ et d'une DVG de $113\ \text{ps/nm}$ (voir Fig. B.3). La durée des impulsions de l'oscillateur laser passe de $220\ \text{fs}$ à $250\ \text{ps}$. Le faisceau est ensuite injecté dans une fibre grâce à deux

miroirs d'injection et un coupleur de fibre monté sur une platine de translation trois axes (cf. Fig. B.2).

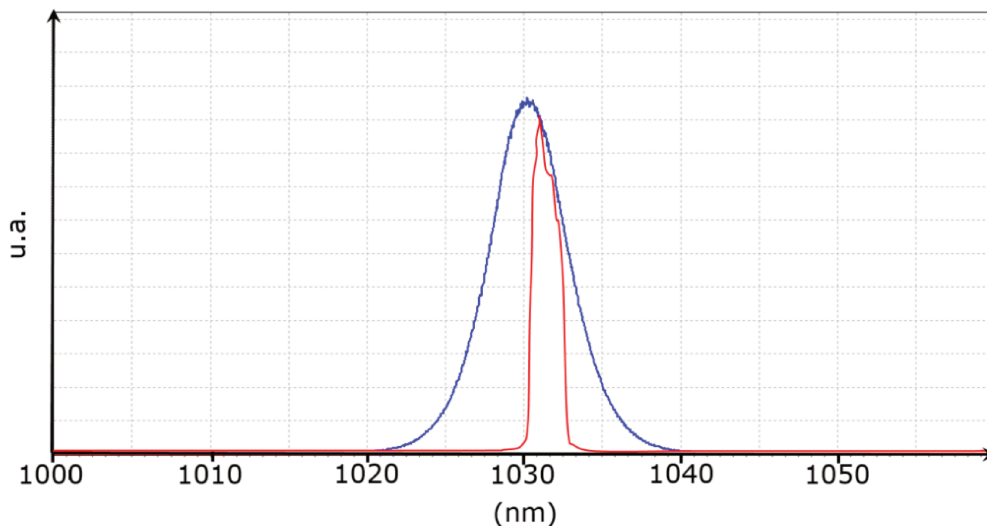


FIGURE B.3: En bleu, le spectre en sortie de l'oscillateur laser. En rouge, le spectre réfléchi par le CVBG.

La fibre est raccordée à l'amplificateur. Celui-ci dispose de trois étages d'amplification qui permettent d'atteindre 40 W de puissance laser moyenne en sortie. Cette amplificateur est similaire à celui utilisé sur ThomX (cf. section 4.14 chapitre 4) il a été « fait maison » par le CELIA. Le faisceau sort de l'amplificateur collimaté en air libre. Comme expliqué en section 4.2.2 du chapitre 4, une partie de la puissance de pompe n'est pas combinée au mode (0,0) du faisceau laser et cela forme un « donuts » autour du faisceau à la longueur d'onde des diodes de pompe. La photographie montrée sur la Fig. B.4 illustre ces propos. Pour couper cette partie du faisceau, on utilise un iris et un miroir dichroïque.

Après cela, le télescope et un ensemble de lames à retard permettent d'adapter sa forme, sa divergence et sa polarisation au mode fondamental de la cavité. Le télescope est conçu avec des lentilles cylindrique pour pouvoir adapter le faisceau au mode elliptique de la cavité Fabry-Perot. Enfin, on aligne le faisceau laser incident en angle et en position grâce à deux miroirs d'injection motorisés dans le plan sagittal et le plan transverse. Nous ne re-compressons pas la durée de l'impulsion car cela n'a pas d'intérêt pour nos expériences. Pour finir, l'asservissement se fait par la méthode PDH (cf. section 2.2.8 chap. 2) et les phénomènes de dilatation thermique sont compensés par un module Peltier situé dans l'oscillateur laser (cf. section 3.1.1 chap. 3).

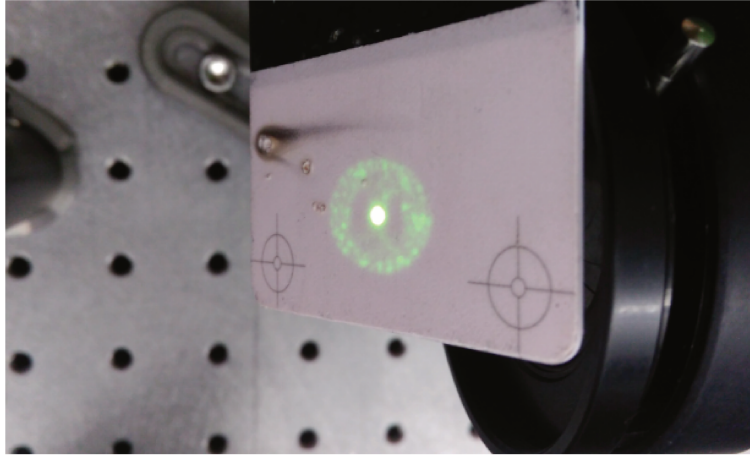


FIGURE B.4: Photographie du faisceau laser vue sur une carte photo-sensible en sortie de l'amplificateur.

La cavité Fabry-Perot de longueur de chemin optique 2,25 m (cf. Fig. B.5) est protégée par une enceinte en aluminium et équipée d'une pompe primaire permettant d'atteindre un vide d'environ 10^{-3} mbar (voir Fig. B.5). Elle est composée de quatre miroirs diélectriques à 1030 nm. Deux sont des miroirs HR en ULE (cf. section 3.1.2 chap. 3), sphériques et de rayon de courbure 50 cm. Les deux derniers miroirs sont plans, l'un est en ULE, HR, et l'autre est le miroir d'entrée en Suprasil (cf. Tableau A.1 Annexe A). Les montures de ces miroirs ont été conçues spécialement pour limiter les déformations liées aux effets thermiques (voir section 3.1.1 du chapitre 3) et sont composées d'un alliage dont nous ne connaissons pas la composition exacte. Le revêtement des miroirs est fabriqué par le LMA tandis que les substrats sont sous-traités. Cette cavité a été l'objet de nombreuses expériences et elle possède ainsi les miroirs *D-shaped* (cf. Fig. B.6) développés dans le but de supprimer les dégénérescences modales (cf. section 3.1.3 chap. 3). Un jeu de miroir de rechange est également disponible pour les trois miroirs HR de cette cavité, leurs caractéristiques sont données dans le Tableau B.1.

L'amplificateur de la Cavité Test a lui aussi posé des problèmes de fiabilité. Il est notamment arrivé que la fibre optique de pompage du troisième étage brûle en court d'expérience (cf. Fig. B.7). J'ai donc effectué une ouverture et des soudures de fibre optique pour rétablir le fonctionnement normal de l'amplificateur

B.2. Système optique

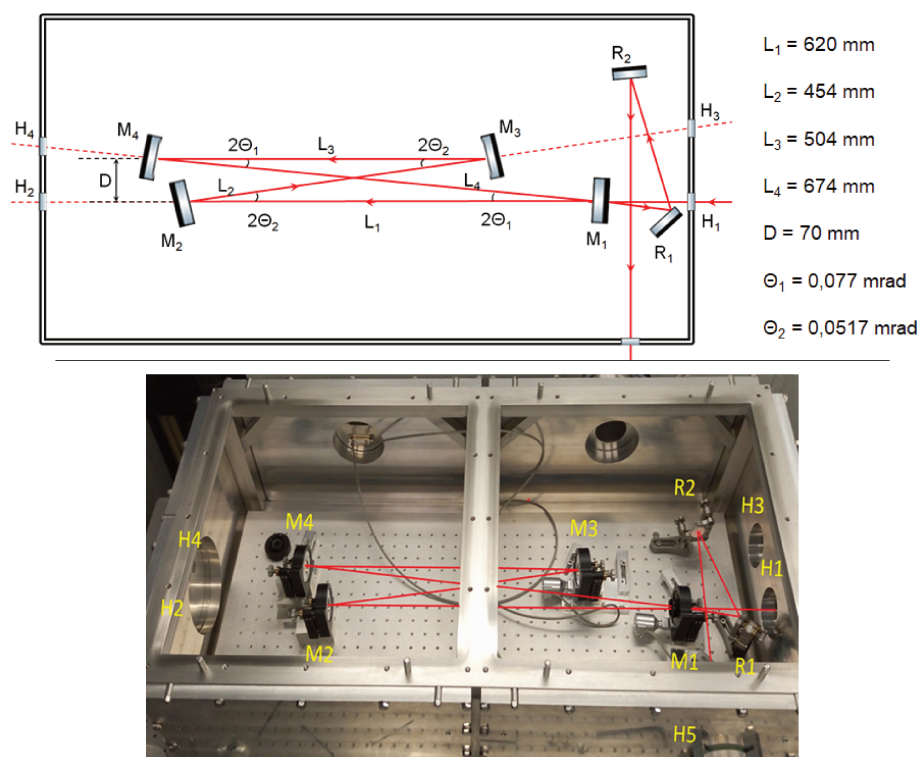


FIGURE B.5: En haut : Schéma de la Cavité Test accompagné des longueurs correspondantes. Avec M_1 le miroir d'entrée, M_2 un miroir plan HR, M_3 et M_4 des miroirs sphériques HR, θ_1 et θ_2 les angles d'incidence du faisceau sur les miroirs, D la distance séparant les axes M_1/M_2 et M_3/M_4 , L_1 , L_2 , L_3 et L_4 les distances séparant respectivement M_1/M_2 , M_2/M_3 , M_3/M_4 et M_4/M_1 , R_1 et R_2 les miroirs de renvoi et H_1 , H_2 , H_3 et H_4 les hublots de mesures. En bas : Photo de la Cavité Test avec ajout du parcours du faisceau laser.

| Nom | Absorption (ppm) | Diffusion (ppm) | Transmission (ppm) | Matériau |
|-------------------------------|---------------------|--------------------|-----------------------|----------|
| Rechange M_2 (Plan HR) | 0.7 | 4.3 | 1.5 | ULE |
| Rechange M_3 (Sphérique HR) | 0.7 | 1.5 | 1.5 | ULE |
| Rechange M_4 (Sphérique HR) | 0.7 | 6 | 1.5 | ULE |

TABLE B.1: Caractéristiques des miroirs de remplacement de la Cavité Test données par le LMA.

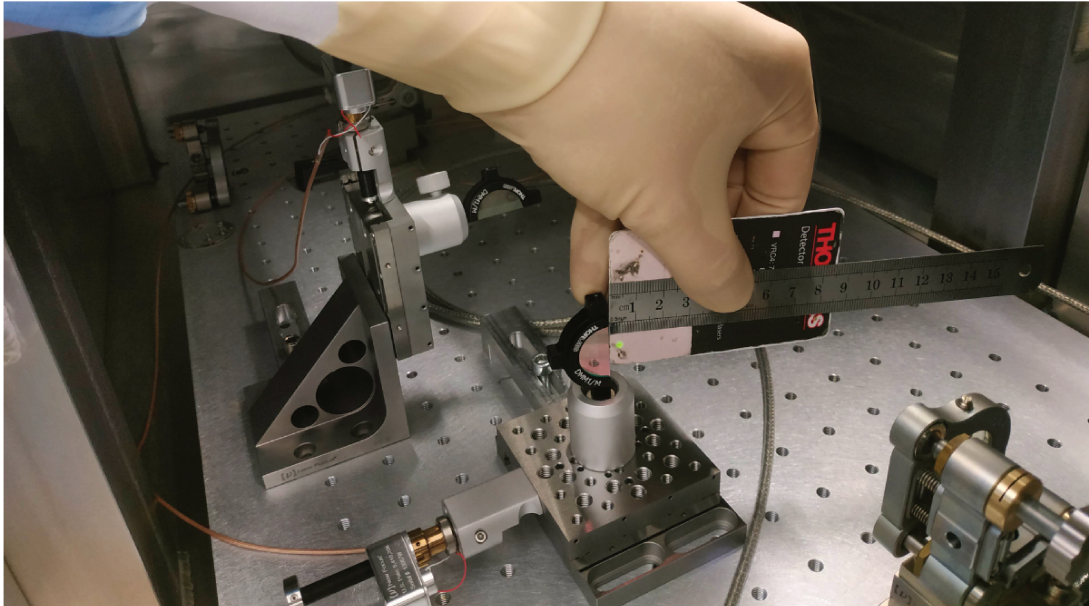


FIGURE B.6: Photographie des miroirs *D-shaped* et de leur monture dans l'enceinte de la cavité Fabry-Perot. On distingue le faisceau laser sur la carte optique.

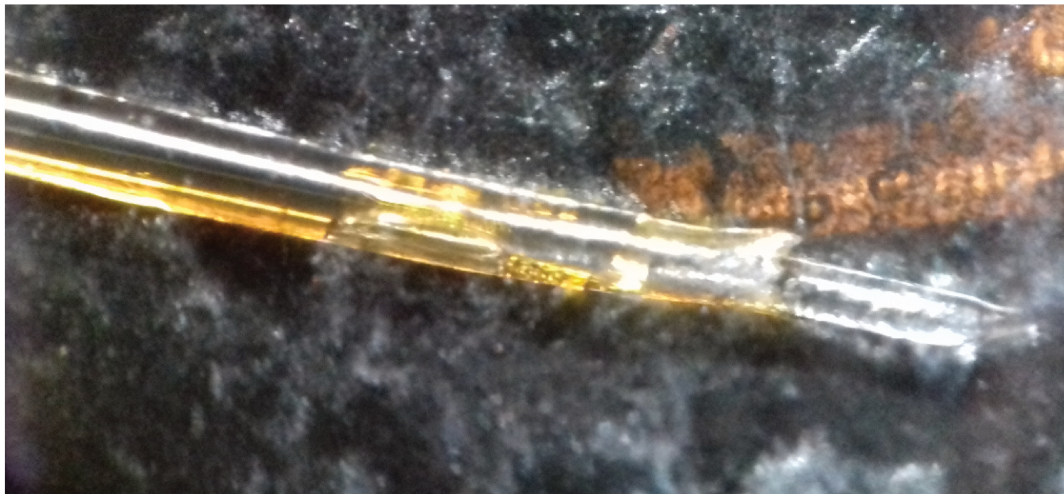


FIGURE B.7: Photographie au travers d'un microscope optique de la fibre de pompe du troisième étage de l'amplificateur de la Cavité Test après avoir brûlé.

Bibliographie

- [1] Marcio Luis Ferreira Nascimento. Brief history of X-ray tube patents. *World Patent Information*, 37 :48–53, June 2014.
- [2] James Seibert. X-ray imaging physics for nuclear medicine technologists. Part 1 : Basic principles of x-ray production. 32 :139–47, October 2004.
- [3] Michel Belakhovsky. Histoire et développement des sources de rayonnement synchrotron. *Reflets de la physique*, (34-35) :10–11, June 2013.
- [4] Edwin M. McMillan. Radiation from a Group of Electrons Moving in a Circular Orbit. *Physical Review*, 68(5-6) :144–145, September 1945. Publisher : American Physical Society.
- [5] Vladimir Bordovitsyn. *Synchrotron Radiation Theory And Its Development, In Memory Of I M Ternov (1921-1996)*. World Scientific Publishing Company, July 1999. Google-Books-ID : CKNIDQAAQBAJ.
- [6] F. R. Elder, A. M. Gurewitsch, R. V. Langmuir, and H. C. Pollock. A 70-Mev Synchrotron. *Journal of Applied Physics*, 18(9) :810–818, September 1947.
- [7] Synchrotron Soleil. SOLEIL en trois questions. <https://www.synchrotron-soleil.fr/fr/qui-sommes-nous/quest-ce-que-soleil/soleil-en-3-questions>.
- [8] Marie-Emmanuelle Couprie, Jean-Claude Denard, Laurent Farvacque, Gaël Le Bec, Amor Nadji, and Jean-Luc Revol. Le rayonnement synchrotron, une source de lumière dédiée à la recherche. *Reflets de la physique*, (34-35) :18–23, June 2013.
- [9] Eric Galtier. *Étude des plasmas créés par l'interaction laser X - matière*. phdthesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, November 2010.
- [10] Massimo Altarelli, editor. *XFEL, the European X-ray free-electron laser : technical design report*. DESY XFEL Project Group [u.a.], Hamburg, 2006.

-
- [11] European XFEL. Facts and Figures. https://www.xfel.eu/facility/overview/facts_amp_figures/index_eng.html.
- [12] European XFEL. Overview - In comparison. https://web.archive.org/web/20170509105325/http://www.xfel.eu/overview/in_comparison/.
- [13] J. D. Jackson. Classical Electrodynamics, 3rd edition. *American Journal of Physics*, 67(9) :661–665, August 1999. Publisher : American Association of Physics TeachersAAPT.
- [14] J. D. Jackson. Classical Electrodynamics, 3rd ed. *American Journal of Physics*, 67(9) :239–243, August 1999. Publisher : American Association of Physics TeachersAAPT.
- [15] Arthur H. Compton. A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements. *Physical Review*, 21(5) :483–502, May 1923.
- [16] Malcolm Cooper, Malcolm J. Cooper, Peter Mijnaerends, Peter E. Mijnaerends, Nobuhiro Shiotani, Nobuhiko Sakai, and Arun Bansil. *X-Ray Compton Scattering*. OUP Oxford, October 2004.
- [17] Kevin Dupraz. *Conception et optimisation d'un recirculateur optique pour la source haute brillance de rayons gamma d'ELI-NP*. phdthesis, Université Paris Sud - Paris XI, September 2015.
- [18] Toshio Suzuki. General formulae of luminosity for various types of colliding beam machines. *KEK-76-3*, 1976.
- [19] V. Petrillo, A. Bacci, R. Ben Ali Zinati, I. Chaikovska, C. Curatolo, M. Ferrario, C. Maroli, C. Ronsivalle, A. R. Rossi, L. Serafini, P. Tomassini, C. Vaccarezza, and A. Variola. Photon flux and spectrum of -rays Compton sources. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 693 :109–116, November 2012.
- [20] Helmut Wiedemann. *Particle physics accelerator*. 3rd edition, 2007.
- [21] Winthrop J. Brown and Frederic V. Hartemann. Brightness Optimization of Ultra-Fast Thomson Scattering X-ray Sources. *AIP Conference Proceedings*, 737(1) :839–845, December 2004.
- [22] M Yasumoto, R Kuroda, H Ikeura-Sekiguchi, H Toyokawa, N Sei, H Ogawa, M Koike, K Yamada, K Mori, F Sakai, and S Tamura. X-ray imaging with laser-Compton scattering X-ray at AIST. *Journal of Physics : Conference Series*, 186 :012039, September 2009.

- [23] D. J. Gibson, F. Albert, S. G. Anderson, S. M. Betts, M. J. Messerly, H. H. Phan, V. A. Semenov, M. Y. Shverdin, A. M. Tremaine, F. V. Hartemann, C. W. Siders, D. P. McNabb, and C. P. J. Barty. Design and operation of a tunable MeV-level Compton-scattering-based γ -ray source. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 13(7) :070703, July 2010.
- [24] W. S. Graves, J. Bessuille, P. Brown, S. Carbajo, V. Dolgashev, K.-H. Hong, E. Ihloff, B. Khaykovich, H. Lin, K. Murari, E. A. Nanni, G. Resta, S. Tantawi, L. E. Zapata, F. X. Kärtner, and D. E. Moncton. Compact x-ray source based on burst-mode inverse compton scattering at 100 khz. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 17 :120701, Dec 2014.
- [25] O. A. et al. Technical Design Report EuroGammaS proposal for the ELI-NP Gamma beam System, 2014.
- [26] A. Chaleil, V. Le Flanchec, A. Binet, J. P. Nègre, J. F. Devaux, V. Jacob, M. Millerioux, A. Bayle, P. Balleyguier, and R. Prazeres. Inverse Compton scattering X-ray source yield optimization with a laser path folding system inserted in a pre-existent RF linac. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 840 :113–120, December 2016.
- [27] Christelle Bruni, Marie Jacquet, Alexandre Loulergue, Hugues Monard, and Fabian Zomer. ThomX : un démonstrateur de source compacte de rayons X. *Reflète de la physique*, (50) :14–19, September 2016.
- [28] Jang-Hui Han. Design of a low emittance and high repetition rate S-band photoinjector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 757 :1–6, September 2014.
- [29] Balša Terzić, Cody Reeves, and Geoffrey A. Krafft. Combining harmonic generation and laser chirping to achieve high spectral density in Compton sources. *Physical Review Accelerators and Beams*, 19(4) :044403, April 2016.
- [30] L. Casano. Production of a Beam of Polarized and Monochromatic gamma Rays by Compton Scattering of Laser Light Against High-Energy Electrons - INSPIRE. October 1974.
- [31] Zhirong Huang and Ronald D. Ruth. Laser-Electron Storage Ring. *Physical Review Letters*, 80(5) :976–979, February 1998.
- [32] E. Eggl, M. Dierolf, K. Achterhold, C. Jud, B. Günther, E. Braig, B. Gleich, and F. Pfeiffer. The Munich Compact Light Source : initial performance

-
- measures. *Journal of Synchrotron Radiation*, 23(5) :1137–1142, September 2016.
- [33] I. Chaikovska, K. Cassou, R. Chiche, R. Cizeron, P. Cornebise, N. Delerue, D. Jehanno, F. Labaye, R. Marie, A. Martens, Y. Peinaud, V. Soskov, A. Variola, F. Zomer, E. Cormier, J. Lhermite, V. Dolique, R. Flaminio, C. Michel, L. Pinard, B. Sassolas, T. Akagi, S. Araki, Y. Honda, T. Omori, N. Terunuma, J. Urakawa, S. Miyoshi, T. Takahashi, and H. Yoshitama. High flux circularly polarized gamma beam factory : coupling a Fabry-Perot optical cavity with an electron storage ring. *Scientific Reports*, 6(1) :1–9, November 2016.
- [34] A Variola, J Haissinski, A Loulergue, and F Zomer. ThomX Technical Design Report. page 166.
- [35] Iryna Chaikovska, C. Bruni, Sophie Chancé, Alexis Gamelin, and H. Monard. *Status of the Preparation to the Commissioning of the ThomX Storage Ring*. May 2016.
- [36] Pierre Favier. *Etude et conception d'une cavité Fabry-Perot de haute finesse pour la source compacte de rayons X ThomX*. PhD thesis, 2017. Thèse de doctorat dirigée par Zomer, Fabian Physique des accélérateurs Université Paris-Saclay (ComUE) 2017.
- [37] R. Kuroda, Y. Taira, M. Yasumoto, H. Toyokawa, and K. Yamada. K-edge imaging with quasi-monochromatic lcs x-ray source on the basis of s-band compact electron linac. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 331 :257 – 260, 2014.
- [38] D. J. Gibson, F. Albert, S. G. Anderson, S. M. Betts, M. J. Messerly, H. H. Phan, V. A. Semenov, M. Y. Shverdin, A. M. Tremaine, F. V. Hartemann, C. W. Siders, D. P. McNabb, and C. P. J. Barty. Design and operation of a tunable MeV-level Compton-scattering-based γ -ray source. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, Jul 2010.
- [39] Yingchao Du, Lixin Yan, Jianfei Hua, Qiang () Du, Zhen Zhang, Renkai Li, Houjun Qian, Wenhui Huang, Huaibi Chen, and Chuanxiang Tang. Generation of first hard X-ray pulse at Tsinghua Thomson Scattering X-ray Source. *Review of Scientific Instruments*, 84(5) :053301, May 2013.
- [40] A Bacci, I Drebot, L Serafini, and V Torri. Status of the STAR Project. page 4, 2016.

- [41] L. Faillace, R. G. Agostino, A. Bacci, R. Barberi, A. Bosotti, F. Broggi, P. Cardarelli, S. Cialdi, I. Drebot, V. Formoso, M. Gambaccini, M. Ghedini, D. Giannotti, D. Giove, F. Martire, G. Mettievier, P. Michelato, L. Monaco, R. Paparella, G. Paternó, V. Petrillo, F. Prelz, E. Puppini, M. Rossetti Conti, A. R. Rossi, P. Russo, A. Sarno, D. Sertore, A. Taibi, and L. Serafini. Status of compact inverse Compton sources in Italy : BriXS and STAR. In *Advances in Laboratory-based X-Ray Sources, Optics, and Applications VII*, volume 11110, page 1111005. International Society for Optics and Photonics, September 2019.
- [42] O. Adriani et al. Technical design report eurogammas proposal for the eli-np γ beam system. 2014.
- [43] A. Chaleil, V. Le Flanchec, A. Binet, J.P. Nègre, J.F. Devaux, V. Jacob, M. Millerioux, A. Bayle, P. Balleyguier, and R. Prazeres. Inverse compton scattering x-ray source yield optimization with a laser path folding system inserted in a pre-existent rf linac. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 840 :113 – 120, 2016.
- [44] A. Chaleil, V. Le Flanchec, A. Binet, J. F. Devaux, V. Jacob, J. P. Negre, M. Millerioux, A. Bayle, P. Balleyguier, and R. Prazeres. First results of the new experimental set-up of the ELSA linac X-Ray Inverse Compton Source and of an optical beam path folding system to improve X photon yield. In *High-Brightness Sources and Light-Driven Interactions (2016)*, paper EM1A.4, page EM1A.4. Optical Society of America, March 2016.
- [45] Jom Luiten. Knaw-agenda grootschalige onderzoeksfaciliteiten : Smart*light : a dutch table-top synchrotron light source. *Amsterdam : Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen (KNAW)*, 2016.
- [46] X. F. D. Stragier, P. H. A. Mutsaers, and O. J. Luiten. Smart*Light : A Tabletop, High Brilliance, Monochromatic and Tunable Hard X-ray Source for Imaging and Analysis. *Microscopy and Microanalysis*, 24(S2) :310–311, August 2018.
- [47] T. Akagi, A. Kosuge, S. Araki, R. Hajima, Y. Honda, T. Miyajima, M. Mori, R. Nagai, N. Nakamura, M. Shimada, T. Shizuma, N. Terunuma, and J. Urakawa. Narrow-band photon beam via laser compton scattering in an energy recovery linac. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 19 :114701, Nov 2016.
- [48] A. Kosuge, T. Akagi, Y. Honda, S. Araki, J. Urakawa, N. Terunuma, R. Nagai, T. Shizuma, M. Mori, and R. Hajima. ERL-Based Laser-Compton Scat-

- tering X-Ray Source for X-Ray Imaging. In Tetsuya Kawachi, Sergei V. Bulanov, Hiroyuki Daido, and Yoshiaki Kato, editors, *X-Ray Lasers 2016*, Springer Proceedings in Physics, pages 261–264, Cham, 2018. Springer International Publishing.
- [49] K. Sakaue, M. Washio, S. Araki, M. Fukuda, Y. Higashi, Y. Honda, T. Taniguchi, N. Terunuma, J. Urakawa, N. Sasao, H. Yokoyama, and M. Takano. Development of pulsed-laser super-cavity for compact x-ray source based on Laser-Compton scattering. In *2007 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC)*, pages 1034–1036, June 2007. ISSN : 2152-9582.
- [50] M. Fukuda. Development and upgrade plan of an x-ray source based on laser compton scattering in laser undulator compact x-ray source (lucx). In *IPAC2016, Busan, Korea*, 2016.
- [51] Masafumi Fukuda, Sakae Araki, Yosuke Honda, Kazuyuki Sakaue, Yosuke Sumitomo, Nobuhiro Terunuma, Junji Urakawa, and Masakazu Washio. Improvement of X-Ray Generation by Using Laser Compton Scattering in Laser Undulator Compact X-Ray Source(LUCX). *Proceedings of the North American Particle Accelerator Conf.*, NAPAC2016 :3 pages, 0.786 MB, 2017.
- [52] Luca Serafini. Brixs : Bright and compact x-ray source. expression of interest 1. Technical report, INFN-Milan, 2016.
- [53] D. Mihalcea, A. Murokh, P. Piot, and J. Ruan. Development of a watt-level gamma-ray source based on high-repetition-rate inverse compton scattering. *arxiv*, 2016.
- [54] A. Ando. Isochronous storage ring of the newsubar project. *J. Synchrotron Rad.*, 5 :342–344, 1998.
- [55] S. Amano et al. Several-mev gamma-ray generation at newsubar by laser compton backscattering. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 602 :337–341, 2009.
- [56] H. Ohkuma. γ -ray source by backward compton scattering at spring-8. In *DAE Symp. on Nucl. Phys. 59*, 2014.
- [57] Masaru Yosoi. Recent results from LEPS and status of LEPS2. *EPJ Web of Conferences*, 199 :01020, 2019.

- [58] J.P. Bocquet, J. Ajaka, M. Anghinolfi, V. Bellini, G. Berrier, P. Calvat, M. Capogni, L. Casano, M. Castoldi, P. Corvisiero, A. D'Angelo, J.P. Didelez, R. Di Salvo, Ch. Djalali, M.A. Duval, R. Frascaria, G. Gervino, F. Ghio, P. Girard, B. Girolami, E. Guinault, E. Hourani, V. Kuznetsov, A. Lapik, P. Levi Sandri, S. Lo Nigro, D. Moricciani, M. Morlet, V. Muccifora, V. Nedorezov, C. Perrin, D. Rebreyend, F. Renard, G. Ricco, M. Rigney, M. Ripani, L. Rosier, P. Rossi, Th. Russew, M. Sanzone, C. Schaerf, A. Scire, M.L. Sperduto, A. Sudov, M. Taiuti, A. Turlinge, J. Van de Wiele, D. Vinciguerra, and A. Zucchiatti. Graal : a polarized γ -ray beam at esrf. *Nuclear Physics A*, 622(1) :c124 – c129, 1997.
- [59] GUO Wei, XU Yi, CHEN Jin-Gen, MA Yu-Gang, XU Wang, CAI Xiang-Zhou, and WANG Hong-Wei. Shanghai laser electron γ source and its applications. *Chinese physics C*, 32(S2) :190, 2008.
- [60] Henry R. Weller, Mohammad W. Ahmed, Haiyan Gao, Werner Tornow, Ying K. Wu, Moshe Gai, and Rory Miskimen. Research opportunities at the upgraded higgamas facility. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 62 :257–303, 2009.
- [61] WU Hai-Long, CHEN Jian-Hui, LIU Bo, WANG Dong, and ZHAO Zhen-Tang. Proposal for a high brightness γ -ray source at the sxfel. *Nuclear Science and Techniques*, 26(5) :50103, 2015.
- [62] M Hosaka, H Hama, K Kimura, J Yamazaki, and T Kinoshita. Observation of intracavity compton backscattering of the uvsor free electron laser. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 393(1) :525 – 529, 1997.
- [63] Eggl E., Dierolf M., Achterhold K., Jud C., Günther B., Braig E., Gleich B., and Pfeiffer F. The munich compact light source : initial performance measures. *J. Synchrotron Rad.*, 2016.
- [64] K. Achterhold, M. Bech, S. Schleede, G. Potdevin, R. Ruth, R. Loewen, and F. Pfeiffer. Monochromatic computed tomography with a compact laser-driven X-ray source. *Scientific Reports*, 3(1) :1313, February 2013.
- [65] Benedikt Günther, Martin Dierolf, Regine Gradl, Elena Eggl, Christoph Jud, Lorenz Hehn, Stephanie Kulpe, Bernhard Gleich, Madleen Busse, Kaye S. Morgan, Klaus Achterhold, and Franz Pfeiffer. The Munich Compact Light Source : Biomedical Research At a Laboratory-Scale Inverse-Compton Synchrotron X-ray Source. *Microscopy and Microanalysis*, 24(S1) :984–985, August 2018.

- [66] NobelPrize.org. The Nobel Prize in Physics 1901. Nobel Media AB 2020. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1901/summary/>.
- [67] Wouter J. H. Veldkamp, Lucia J. M. Kroft, and Jacob Geleijns. Dose and perceived image quality in chest radiography. *European Journal of Radiology*, 72(2) :209 – 217, 2009.
- [68] Tridilogy. Image scanner. <http://www.tridilogy.com/>.
- [69] John Thomas, David Bolus, Bradford Jackson, Lincoln Berland, Michael Yester, and Desiree Morgan. Gadoxetate Disodium enhanced spectral dual-energy CT for evaluation of cholangiocarcinoma : Preliminary data. *Annals of Medicine and Surgery*, 6, January 2016.
- [70] Pei Dong. *Three-dimensional analysis of bone cellular tissue from SR CT Imaging*. thesis, Lyon, INSA, February 2014.
- [71] K. A. Nugent, T. E. Gureyev, D. F. Cookson, D. Paganin, and Z. Barnea. Quantitative Phase Imaging Using Hard X Rays. *Physical Review Letters*, 77(14) :2961–2964, September 1996.
- [72] Peter Cloetens, Raymond Barrett, José Baruchel, Jean-Pierre Guigay, and Michel Schlenker. Phase objects in synchrotron radiation hard x-ray imaging. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 29(1) :133–146, January 1996.
- [73] A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, S. Kuznetsov, and I. Schelokov. On the possibilities of x-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation. *Review of Scientific Instruments*, 66(12) :5486–5492, December 1995.
- [74] Irène Zanette. *Interférométrie X à réseaux pour l'imagerie et l'analyse de front d'ondes au synchrotron*. Theses, Université de Grenoble, December 2011.
- [75] Martin Bech, Oliver Bunk, Christian David, Ronald Ruth, Jeff Rifkin, Rod Loewen, Robert Feidenhans'l, and Franz Pfeiffer. *Hard X-ray phase-contrast imaging with the Compact Light Source based on inverse Compton X-rays*, volume 16. 2009.
- [76] Marie Jacquet. Potential of compact Compton sources in the medical field. *Physica Medica*, 32(12) :1790–1794, December 2016.
- [77] L.L.C. John Bartelstone Photography. Radiotherapy photography, 2013.

- [78] Marc Sauget. Parallélisation de problèmes d'apprentissage par des réseaux neuronaux artificiels. Application en radiothérapie externe. December 2007.
- [79] P. M. Putora, M. Früh, and L. Kern. The place of radiotherapy in the palliative management of NSCLC. *Breathe*, 8(2) :134–143, December 2011.
- [80] Marie Jacquet and Pekka Suortti. Radiation therapy at compact Compton sources. *Physica Medica*, 31(6) :596–600, September 2015.
- [81] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187(4736) :493–494, August 1960. Number : 4736 Publisher : Nature Publishing Group.
- [82] Vincent Auroux. Application des lasers fibrés à verrouillage de modes à la génération très haute fréquence à haute pureté spectrale. page 120.
- [83] T. Brabec, Ch Spielmann, P. F. Curley, and F. Krausz. Kerr lens mode locking. *Optics Letters*, 17(18) :1292–1294, September 1992. Publisher : Optical Society of America.
- [84] R. L. Fork, B. I. Greene, and C. V. Shank. Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking. *Applied Physics Letters*, 38(9) :671–672, May 1981. Publisher : American Institute of Physics.
- [85] Hermann A. Haus. Theory of mode locking with a fast saturable absorber. *Journal of Applied Physics*, 46(7) :3049–3058, July 1975. Publisher : American Institute of Physics.
- [86] L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack. LOCKING OF He-Ne LASER MODES INDUCED BY SYNCHRONOUS INTRACAVITY MODULATION. *Applied Physics Letters*, 5(1) :4, November 2004. Publisher : American Institute of PhysicsAIP.
- [87] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti :sapphire laser. *Optics Letters*, 16(1) :42–44, January 1991. Publisher : Optical Society of America.
- [88] Jean-Claude Diels and Wolfgang Rudolph. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Elsevier, September 2006.
- [89] Steven T. Cundiff and Jun Ye. Colloquium : Femtosecond optical frequency combs. *Reviews of Modern Physics*, 75(1) :325–342, March 2003. Publisher : American Physical Society.

- [90] Pierre Gillot, RT FEMTO, and Stéphane Mottin. *Systèmes femtoseconde, Optique et phénomènes ultrarapides*. Number 21 in Intégrations [des savoirs et des savoir-faire]. MRCT-CNRS, 2012. pour le champs 'auteurs', les Directeurs de publications apparaissent en premier puis le Directeur de collection.
- [91] D.W. Kammler. *A First Course in Fourier Analysis*. Cambridge University Press, 2007.
- [92] M. Vaughan. *The Fabry-Perot Interferometer : History, Theory, Practice and Applications*. CRC Press, January 1989.
- [93] Alfred Kastler. Transmission of light pulse through a fabry-perot interferometer. *Nouvelle Revue d'Optique*, 5(3) :133–139, may 1974.
- [94] Theodor W. Hänsch. Nobel Lecture : Passion for precision. *Reviews of Modern Physics*, 78(4) :1297–1309, November 2006. Publisher : American Physical Society.
- [95] R. Jason Jones and Jean-Claude Diels. Stabilization of Femtosecond Lasers for Optical Frequency Metrology and Direct Optical to Radio Frequency Synthesis. *Physical Review Letters*, 86(15) :3288–3291, April 2001. Publisher : American Physical Society.
- [96] Eric D. Black. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics*, 69(1) :79–87, December 2000. Publisher : American Association of Physics Teachers.
- [97] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B*, 31(2) :97–105, June 1983.
- [98] H. Kogelnik and T. Li. Laser Beams and Resonators. *Applied Optics*, 5(10) :1550–1567, October 1966. Publisher : Optical Society of America.
- [99] Melvin Lax, William H. Louisell, and William B. McKnight. From Maxwell to paraxial wave optics. *Physical Review A*, 11(4) :1365–1370, April 1975.
- [100] Amnon Yariv and Pochi Yeh. *Photonics : Optical Electronics in Modern Communications*. Oxford University Press, 2007. Google-Books-ID : B2xwQgAACAAJ.
- [101] G. A. Massey and A. E. Siegman. Reflection and Refraction of Gaussian Light Beams at Tilted Ellipsoidal Surfaces. *Applied Optics*, 8(5) :975–978, May 1969. Publisher : Optical Society of America.

- [102] Fabian Zomer, Yasmina Fedala, Nicolas Pavloff, Viktor Soskov, and Alessandro Variola. Polarization induced instabilities in external four-mirror Fabry-Perot cavities. *Applied Optics*, 48(35) :6651–6661, December 2009. Publisher : Optical Society of America.
- [103] Henning Carstens, Simon Holzberger, Jan Kaster, Johannes Weitenberg, Volodymyr Pervak, Alexander Apolonski, Ernst Fill, Ferenc Krausz, and Ioachim Pupeza. Large-mode enhancement cavities. *Optics Express*, 21(9) :11606–11617, May 2013. Publisher : Optical Society of America.
- [104] Christophe Levallois. *Étude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et multi-longueurs d’onde émettant à 1,55 m.* phdthesis, INSA de Rennes, July 2006.
- [105] X. Liu, K. Cassou, R. Chiche, K. Dupraz, P. Favier, R. Flaminio, Y. Honda, W.H. Huang, A. Martens, C. Michel, L. Pinard, B. Sassolas, V. Soskov, C.X. Tang, and F. Zomer. Laser frequency stabilization using folded cavity and mirror reflectivity tuning. *Optics Communications*, 369 :84 – 88, 2016.
- [106] Nicolas Falletto. *Etude, conception et réalisation d’une cavité Fabry-Perot pour le polarimètre Compton de TJNAF.* These de doctorat, Grenoble 1, January 1999.
- [107] J. A. Arnaud. Degenerate Optical Cavities. *Applied Optics*, 8(1) :189–196, January 1969. Publisher : Optical Society of America.
- [108] Jorrit Visser and Gerard Nienhuis. Spectrum of an optical resonator with spherical aberration. *JOSA A*, 22(11) :2490–2497, November 2005. Publisher : Optical Society of America.
- [109] Dustin Kleckner, William T. M. Irvine, Sumant S. R. Oemrawsingh, and Dirk Bouwmeester. Diffraction-limited high-finesse optical cavities. *Physical Review A*, 81(4) :043814, April 2010. Publisher : American Physical Society.
- [110] Patrice Hello. II : Optical Aspects of Interferometric Gravitational-Wave Detectors. In E. Wolf, editor, *Progress in Optics*, volume 38, pages 85–164. Elsevier, January 1998.
- [111] Bahaa E. A Saleh and Malvin Carl Teich. *Fundamentals of photonics*. 2001. OCLC : 835420736.
- [112] Dana Z. Anderson. Alignment of resonant optical cavities. *Applied Optics*, 23(17) :2944–2949, September 1984.

-
- [113] A. Börzsönyi, R. Chiche, E. Cormier, R. Flaminio, P. Jojart, C. Michel, K. Osvay, L. Pinard, V. Soskov, A. Variola, and F. Zomer. External cavity enhancement of picosecond pulses with 28,000 cavity finesse. *Appl. Opt.*, 52(34) :8376–8380, Dec 2013.
- [114] Peter Asenbaum and Markus Arndt. Cavity stabilization using the weak intrinsic birefringence of dielectric mirrors. *Optics Letters*, 36(19) :3720–3722, October 2011. Publisher : Optical Society of America.
- [115] T. W. Hansch and B. Couillaud. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Optics Communications*, 35(3) :441–444, December 1980.
- [116] Y. Honda, H. Shimizu, M. Fukuda, T. Omori, J. Urakawa, K. Sakaue, H. Sakai, and N. Sasao. Stabilization of a non-planar optical cavity using its polarization property. *Optics Communications*, 282(15) :3108–3112, August 2009.
- [117] D. A. Shaddock, M. B. Gray, and D. E. McClelland. Frequency locking a laser to an optical cavity by use of spatial mode interference. *Optics Letters*, 24(21) :1499–1501, November 1999. Publisher : Optical Society of America.
- [118] B.J.J. Slagmolen, D.A. Shaddock, M.B. Gray, and D.E. McClelland. Frequency stability of spatial mode interference (tilt) locking. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 38(11) :1521–1528, November 2002. Conference Name : IEEE Journal of Quantum Electronics.
- [119] R. V. Pound. Electronic Frequency Stabilization of Microwave Oscillators. *Review of Scientific Instruments*, 17(11) :490–505, November 1946. Publisher : American Institute of Physics.
- [120] David Colton and Rainer Kress. *Inverse Acoustic and Electromagnetic Scattering Theory*. Springer Nature, November 2019.
- [121] G. Rempe, R. J. Thompson, H. J. Kimble, and R. Lalezari. Measurement of ultralow losses in an optical interferometer. *Optics Letters*, 17(5) :363–365, March 1992. Publisher : Optical Society of America.
- [122] C. R. Locke, D. Stuart, E. N. Ivanov, and A. N. Luiten. A simple technique for accurate and complete characterisation of a Fabry-Perot cavity. *Optics Express*, 17(24) :21935–21943, November 2009.
- [123] Kyungwon An, Changhui Yang, Ramachandra R. Dasari, and Michael S. Feld. Cavity ring-down technique and its application to the measurement of ultraslow velocities. *Optics Letters*, 20(9) :1068–1070, May 1995.

- [124] Jérôme Poirson, Fabien Bretenaker, Marc Vallet, and Albert Le Floch. Analytical and experimental study of ringing effects in a Fabry–Perot cavity. Application to the measurement of high finesses. *JOSA B*, 14(11) :2811–2817, November 1997.
- [125] Luca Matone, Matteo Barsuglia, François Bondu, Fabien Cavalier, Henrich Heitmann, and Nary Man. Finesse and mirror speed measurement for a suspended Fabry–Perot cavity using the ringing effect. *Physics Letters A*, 271(5) :314–318, July 2000.
- [126] Pierre Favier, Loïc Amoudry, Kevin Cassou, Ronic Chiche, Kevin Dupraz, Aurélien Martens, Daniele Nutarelli, Viktor Soskov, Fabian Zomer, Antoine Courjaud, and Luca Serafini. Optimization of a Fabry-Perot cavity operated in burst mode for Compton scattering experiments. *Physical Review Accelerators and Beams*, 21(12) :121601, December 2018. Publisher : American Physical Society.
- [127] I. Chaikovska, R. Chiche, E. Cormier, N. Delerue, D. Jehanno, F. Labaye, M. Lacroix, V. Soskov, A. Variola, and F. Zomer. Génération d’un faisceau polarisé gamma à très haut flux par diffusion Compton : l’expérience Mighty Laser. In E. Constant, P. Martin, and H. Bachau, editors, *UVX 2012 - 11e Colloque sur les Sources Cohérentes et Incohérentes UV, VUV et X ; Applications et Développements Récents*, page 01013, Biarritz, France, 2013. EDP Sciences.
- [128] François Labaye. *Amplification passive d’un laser à fibre optique dans une cavité Fabry-Perot : application à la production de rayonnement gamma par diffusion Compton inverse*. These de doctorat, Paris 11, December 2012.
- [129] H. Carstens, N. Lilienfein, S. Holzberger, C. Jocher, T. Eidam, J. Limpert, A. Tünnermann, J. Weitenberg, D. C. Yost, A. Alghamdi, Z. Alahmed, A. Azzeer, A. Apolonski, E. Fill, F. Krausz, and I. Pupeza. Megawatt-scale average-power ultrashort pulses in an enhancement cavity. *Optics Letters*, 39(9) :2595–2598, May 2014. Publisher : Optical Society of America.
- [130] Craig F. Bohren and Donald R. Huffman. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. John Wiley & Sons, September 2008.
- [131] Gustav Mie. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen Der Physik*, January 1908. Publisher : Wiley.
- [132] Patrice Hello and Jean-Yves Vinet. Analytical models of transient thermoelastic deformations of mirrors heated by high power cw laser beams. *Journal*

-
- de Physique*, 51(20) :2243–2261, October 1990. Publisher : Société Française de Physique.
- [133] Matthew Evans, Slawek Gras, Peter Fritschel, John Miller, Lisa Barsotti, Denis Martynov, Aidan Brooks, Dennis Coyne, Rich Abbott, Rana X. Adhikari, Koji Arai, Rolf Bork, Bill Kells, Jameson Rollins, Nicolas Smith-Lefebvre, Gabriele Vajente, Hiroaki Yamamoto, Carl Adams, Stuart Aston, Joseph Betzweiser, Valera Frolov, Adam Mullavey, Arnaud Pele, Janeen Romie, Michael Thomas, Keith Thorne, Sheila Dwyer, Kiwamu Izumi, Keita Kawabe, Daniel Sigg, Ryan Derosa, Anamaria Effler, Keiko Kokeyama, Stefan Ballmer, Thomas J. Massinger, Alexa Staley, Matthew Heinze, Chris Mueller, Hartmut Grote, Robert Ward, Eleanor King, David Blair, Li Ju, and Chunnong Zhao. Observation of Parametric Instability in Advanced LIGO. *Physical Review Letters*, 114(16) :161102, April 2015. Publisher : American Physical Society.
- [134] Patrice Hello and Jean-Yves Vinet. Numerical model of transient thermal effects in high power optical resonators. *Journal de Physique I*, 3(3) :717–732, March 1993. Publisher : EDP Sciences.
- [135] W. Winkler, K. Danzmann, A. Rüdiger, and R. Schilling. Heating by optical absorption and the performance of interferometric gravitational-wave detectors. *Physical Review A*, 44(11) :7022–7036, December 1991. Publisher : American Physical Society.
- [136] ANSYS. Ansys mechanical, Release 2019 R9, Help System, Inc.
- [137] J. Degallaix, C. Zhao, L. Ju, and D. Blair. Simulation of bulk-absorption thermal lensing in transmissive optics of gravitational waves detectors. *Applied Physics B*, 77(4) :409–414, October 2003.
- [138] Amber L. Bullington, Brian T. Lantz, Martin M. Fejer, and Robert L. Byer. Modal frequency degeneracy in thermally loaded optical resonators. *Applied Optics*, 47(15) :2840–2851, May 2008. Publisher : Optical Society of America.
- [139] Oleg Bykov, Vladimir et Silichev. *Résonateurs laser*. Litres, December 2018.
- [140] J. Weitenberg, P. Rußbüldt, I. Pupeza, Th Udem, H.-D. Hoffmann, and R. Poprawe. Geometrical on-axis access to high-finesse resonators by quasi-imaging : a theoretical description. *Journal of Optics*, 17(2) :025609, January 2015.

- [141] R. A. Day, G. Vajente, M. Kasprzack, and J. Marque. Reduction of higher order mode generation in large scale gravitational wave interferometers by central heating residual aberration correction. *Physical Review D*, 87(8) :082003, April 2013. Publisher : American Physical Society.
- [142] G. Vajente. In situ correction of mirror surface to reduce round-trip losses in Fabry Perot cavities. *Applied Optics*, 53(7) :1459–1465, March 2014. Publisher : Optical Society of America.
- [143] Andrey B. Matsko, Mikhail V. Poplavskiy, Hiroaki Yamamoto, and Sergey P. Vyatchanin. Mitigating parametric instability in optical gravitational wave detectors. *Physical Review D*, 93(8) :083010, April 2016. Publisher : American Physical Society.
- [144] C. Pare and P.-A. Belanger. Custom laser resonators using graded-phase mirrors. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(1) :355–362, January 1992. Conference Name : IEEE Journal of Quantum Electronics.
- [145] Thijs Klaassen, Johan de Jong, Martin van Exter, and J. P. Woerdman. Transverse mode coupling in an optical resonator. *Optics Letters*, 30(15) :1959–1961, August 2005. Publisher : Optical Society of America.
- [146] N. Lilienfein, H. Carstens, S. Holzberger, C. Jocher, T. Eidam, J. Limpert, A. Tünnermann, A. Apolonski, F. Krausz, and I. Pupeza. Balancing of thermal lenses in enhancement cavities with transmissive elements. *Optics Letters*, 40(5) :843–846, March 2015. Publisher : Optical Society of America.
- [147] A. C. Boccara, D. Fournier, and J. Badoz. Thermo-optical spectroscopy : Detection by the "mirage effect". *Applied Physics Letters*, 36(2) :130–132, January 1980. Publisher : American Institute of Physics.
- [148] J. Weitenberg, P. Rußbüldt, I. Pupeza, Th Udem, H.-D. Hoffmann, and R. Poprawe. Geometrical on-axis access to high-finesse resonators by quasi-imaging : a theoretical description. *Journal of Optics*, 17(2) :025609, January 2015. Publisher : IOP Publishing.
- [149] Sylvain Gigan, Laurent Lopez, Nicolas Treps, Agnès Maître, and Claude Fabre. Image transmission through a stable paraxial cavity. *Physical Review A*, 72(2) :023804, August 2005. Publisher : American Physical Society.
- [150] W. Winkler, R. Schilling, K. Danzmann, J. Mizuno, A. Rüdiger, and K. A. Strain. Light scattering described in the mode picture. *Applied Optics*, 33(31) :7547–7550, November 1994. Publisher : Optical Society of America.

- [151] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [152] Amber L Bullington. Thermal loading and modal frequency degeneracy in optical resonators for the laser Interferometer Gravitational-wave Observatory (LIGO). page 137.
- [153] Patrice Hello and Jean-Yves Vinet. Analytical models of thermal aberrations in massive mirrors heated by high power laser beams. *Journal de Physique*, 51(12) :1267–1282, June 1990. Publisher : Société Française de Physique.
- [154] Loïc Amoudry, Huan Wang, Kevin Cassou, Ronic Chiche, Kevin Dupraz, Aurélien Martens, Daniele Nutarelli, Viktor Soskov, and Fabian Zomer. Modal instability suppression in a high-average-power and high-finesse Fabry–Perot cavity. *Applied Optics*, 59 :116–121, January 2020. Publisher : Optical Society of America.
- [155] Huan Wang, Loïc Amoudry, Kevin Cassou, Ronic Chiche, Jérôme Degallaix, Kevin Dupraz, Wenhui Huang, Aurélien Martens, Christophe Michel, Hugues Monard, Daniele Nutarelli, Laurent Pinard, Chuanxiang Tang, Lixin Yan, and Fabian Zomer. Prior-damage dynamics in a high-finesse optical enhancement cavity. *Appl. Opt.*, 59(35) :10995–11002, Dec 2020.
- [156] Jérôme Degallaix. OSCAR a Matlab based optical FFT code. *Journal of Physics : Conference Series*, 228 :012021, May 2010.
- [157] Gordon S. Kino and Stanley S. C. Chim. Mirau correlation microscope. *Applied Optics*, 29(26) :3775–3783, September 1990. Publisher : Optical Society of America.
- [158] Peter DE GROOT. Coherence Scanning Interferometry. pages 187–208. January 2011.
- [159] A. A MICHELSON. Comparison of the international metre with the wavelength of the light of cadmium. *Comparison of the international metre with the wave-length of the light of cadmium*, 28 :179–182, 1991. Place : Bellingham, WA Publisher : International Society for Optical Engineering.
- [160] James C. Wyant. Optical Profilers For Surface Roughness. In *Measurement and Effects of Surface Defects & Quality of Polish*, volume 0525, pages 174–180. International Society for Optics and Photonics, September 1985.
- [161] J. H. Bruning, D. R. Herriott, J. E. Gallagher, D. P. Rosenfeld, A. D. White, and D. J. Brangaccio. Digital Wavefront Measuring Interferometer for Testing Optical Surfaces and Lenses. *Applied Optics*, 13(11) :2693–2703, November 1974. Publisher : Optical Society of America.

- [162] G. Binnig, C. F. Quate, and Ch. Gerber. Atomic Force Microscope. *Physical Review Letters*, 56(9) :930–933, March 1986. Publisher : American Physical Society.
- [163] SecretDisc. Afm cantilever in scanning electron microscope, magnification 1000x. [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:AFM_\(used\)_cantilever_in_Scanning_Electron_Microscope,_magnification_1000x.GIF](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:AFM_(used)_cantilever_in_Scanning_Electron_Microscope,_magnification_1000x.GIF).
- [164] P. Maivald, H. J. Butt, S. A. C. Gould, C. B. Prater, B. Drake, J. A. Gurley, V. B. Elings, and P. K. Hansma. Using force modulation to image surface elasticities with the atomic force microscope. *Nanotechnology*, 2(2) :103–106, April 1991. Publisher : IOP Publishing.
- [165] S. N. Magonov, V. Elings, and M. H. Whangbo. Phase imaging and stiffness in tapping-mode atomic force microscopy. *Surface Science*, 375(2) :L385–L391, April 1997.
- [166] Mark Vanlandingham, S. McKNIGHT, Giuseppe Palmese, R. EDULJEE, John Gillespie Jr, and JR McCULLOUGH. Relating elastic modulus to indentation response using atomic force microscopy. *Journal of Materials Science Letters*, 16 :117–119, January 1997.
- [167] Alexandre Dazzi, Craig B. Prater, Qichi Hu, D. Bruce Chase, John F. Rabolt, and Curtis Marcott. AFM-IR : Combining Atomic Force Microscopy and Infrared Spectroscopy for Nanoscale Chemical Characterization. *Applied Spectroscopy*, 66(12) :1365–1384, December 2012. Publisher : SAGE Publications Ltd STM.
- [168] Alexandre Dazzi and Craig B. Prater. AFM-IR : Technology and Applications in Nanoscale Infrared Spectroscopy and Chemical Imaging. *Chemical Reviews*, 117(7) :5146–5173, April 2017. Publisher : American Chemical Society.
- [169] A. Dazzi, F. Glotin, and R. Carminati. Theory of infrared nanospectroscopy by photothermal induced resonance. *Journal of Applied Physics*, 107(12) :124519, June 2010. Publisher : American Institute of Physics.
- [170] Jérémie Mathurin, Elisabetta Pancani, Ariane Deniset-Besseau, Kevin Kjoller, Craig B. Prater, Ruxandra Gref, and Alexandre Dazzi. How to unravel the chemical structure and component localization of individual drug-loaded polymeric nanoparticles by using tapping AFM-IR. *Analyst*, 143(24) :5940–5949, 2018. Publisher : The Royal Society of Chemistry.

- [171] Tsuneharu Koide, Mihiro Yanagihara, Yoshihiro Aiura, Shigeru Sato, Tetsuo Shidara, Atsushi Fujimori, Hirohito Fukutani, Michio Niwano, and Hiroo Kato. Resuscitation of carbon-contaminated mirrors and gratings by oxygen-discharge cleaning. 1 : Efficiency recovery in the 4–40-eV range. *Applied Optics*, 26(18) :3884–3894, September 1987. Publisher : Optical Society of America.
- [172] Ralf G. Longwitz. Study of gas ionization in a glow discharge and development of a micro gas ionizer for gas detection and analysis, 2004. Library Catalog : infoscience.epfl.ch Number : THESIS Publisher : EPFL.
- [173] Paul F. Forman. The Zygo Interferometer System. In *Interferometry*, volume 0192, pages 41–49. International Society for Optics and Photonics, December 1979.
- [174] Aurel Stratan, Alexandru Zorila, Laurentiu Rusen, Sandel Simion, Constantin Blanaru, Constantin Fenic, Liviu Neagu, and George Nemes. Automated test station for laser-induced damage threshold measurements according to ISO 21254-1,2,3,4 standards. In *Laser-Induced Damage in Optical Materials : 2012*, volume 8530, page 85301Y. International Society for Optics and Photonics, December 2012.
- [175] G. M. NOMARSKI. Differential microinterferometer with polarized waves. *J. Phys. Radium Paris*, 16 :9S, 1955.
- [176] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187(4736) :493–494, August 1960. Number : 4736 Publisher : Nature Publishing Group.
- [177] Marine Chorel. *Study of high damage threshold optical coatings used in environment with very low hygrometry for fusion class laser system*. phdthesis, Université de Bordeaux, October 2019.
- [178] Laurent Gallais. *Etude des phénomènes d’endommagement laser dans les couches minces et sur les surfaces optiques aux échelles nanoseconde à femtoseconde*. thesis, Université de droit, d’économie et des sciences - Aix-Marseille III, November 2011.
- [179] J. Bonse, S. Baudach, W. Kautek, E. Welsch, and J. Krüger. Femtosecond laser damage of a high reflecting mirror. *Thin Solid Films*, 408(1) :297–301, April 2002.

- [180] J. Jasapara, A. V. V. Nampoothiri, W. Rudolph, D. Ristau, and K. Starke. Femtosecond laser pulse induced breakdown in dielectric thin films. *Physical Review B*, 63(4) :045117, January 2001. Publisher : American Physical Society.
- [181] Joseph H. Apfel. Optical coating design with reduced electric field intensity. *Applied Optics*, 16(7) :1880–1885, July 1977. Publisher : Optical Society of America.
- [182] Alexei A. Kozlov, John C. Lambropoulos, James B. Oliver, Brittany N. Hoffman, and Stavros G. Demos. Mechanisms of picosecond laser-induced damage in common multilayer dielectric coatings. *Scientific Reports*, 9(1) :607, January 2019. Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group.
- [183] Mathias Mende, Stefan Schrameyer, Henrik Ehlers, Detlev Ristau, and Laurent Gallais. Laser damage resistance of ion-beam sputtered $\text{Sc}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$ mixture optical coatings. *Applied Optics*, 52(7) :1368–1376, March 2013. Publisher : Optical Society of America.
- [184] Laurent Gallais and Mireille Commandré. Laser-induced damage thresholds of bulk and coating optical materials at 1030nm , 500fs . *Applied Optics*, 53(4) :A186–A196, February 2014. Publisher : Optical Society of America.
- [185] O. Favrat, M. Sozet, I. Tovenca-Pécault, L. Lamaignère, and J. Néauport. Influence of organic contamination on laser induced damage of multilayer dielectric mirrors by subpicosecond laser pulses. In *Laser-Induced Damage in Optical Materials : 2014*, volume 9237, page 923707. International Society for Optics and Photonics, October 2014.
- [186] L. Gallais. Laser damage resistance of optical coatings in the sub-ps regime : limitations and improvement of damage threshold. In *Laser Sources and Applications III*, volume 9893, page 989305. International Society for Optics and Photonics, April 2016.
- [187] P. Grua, J. P. Morreeuw, H. Bercegol, G. Jonusauskas, and F. Vallée. Electron kinetics and emission for metal nanoparticles exposed to intense laser pulses. *Physical Review B*, 68(3) :035424, July 2003. Publisher : American Physical Society.
- [188] Kaitlin E. Gushwa and Calum I. Torrie. Coming clean : understanding and mitigating optical contamination and laser induced damage in advanced LIGO. page 923702, Boulder, Colorado, United States, October 2014.

- [189] M. Wisse, L. Marot, B. Eren, R. Steiner, D. Mathys, and E. Meyer. Laser damage thresholds of ITER mirror materials and first results on in situ laser cleaning of stainless steel mirrors. *Fusion Engineering and Design*, 88(5) :388–399, June 2013.
- [190] Francois Y. Genin and Christopher J. Stolz. Morphologies of laser-induced damage in hafnia-silica multilayer mirror and polarizer coatings. In *Third International Workshop on Laser Beam and Optics Characterization*, volume 2870, pages 439–448. International Society for Optics and Photonics, November 1996.
- [191] Jean Dijon, Guillaume Ravel, and Bernard Andre. Thermomechanical model of mirror laser damage at 1.06 μm : II. Flat bottom pits formation. In *Laser-Induced Damage in Optical Materials : 1998*, volume 3578, pages 398–407. International Society for Optics and Photonics, April 1999.
- [192] S. Papernov and A. W. Schmid. Using gold nanoparticles as artificial defects in thin films : What have we learned about laser-induced damage driven by localized absorbers ? In *Laser-Induced Damage in Optical Materials : 2006*, volume 6403, page 64030D. International Society for Optics and Photonics, January 2007.
- [193] Mark R. Kozlowski and Robert Chow. Role of defects in laser damage of multilayer coatings. In *Laser-Induced Damage in Optical Materials : 1993*, volume 2114, pages 640–649. International Society for Optics and Photonics, July 1994.
- [194] Y. G. Shan, H. B. He, Y. Wang, X. Li, D. W. Li, and Y. A. Zhao. Electrical field enhancement and laser damage growth in high-reflective coatings at 1064nm. *Optics Communications*, 284(2) :625–629, January 2011.
- [195] Michael D. Feit and Alexander M. Rubenchik. Mechanisms of CO₂ laser mitigation of laser damage growth in fused silica. In *Laser-Induced Damage in Optical Materials : 2002 and 7th International Workshop on Laser Beam and Optics Characterization*, volume 4932, pages 91–102. International Society for Optics and Photonics, May 2003.
- [196] Mary A. Norton, John J. Adams, C. Wren Carr, Eugene E. Donohue, Michael D. Feit, Richard P. Hackel, William G. Hollingsworth, Jeffrey A. Jarboe, Manyalibo J. Matthews, Alexander M. Rubenchik, and Mary L. Spaeth. Growth of laser damage in fused silica : diameter to depth ratio. In *Laser-Induced Damage in Optical Materials : 2007*, volume 6720, page 67200H. International Society for Optics and Photonics, December 2007.

- [197] K. R. Manes, M. L. Spaeth, J. J. Adams, M. W. Bowers, J. D. Bude, C. W. Carr, A. D. Conder, D. A. Cross, S. G. Demos, J. M. G. Di Nicola, S. N. Dixit, E. Feigenbaum, R. G. Finucane, G. M. Guss, M. A. Henesian, J. Honig, D. H. Kalantar, L. M. Kegelmeyer, Z. M. Liao, B. J. MacGowan, M. J. Matthews, K. P. McCandless, N. C. Mehta, P. E. Miller, R. A. Negres, M. A. Norton, M. C. Nostrand, C. D. Orth, R. A. Sacks, M. J. Shaw, L. R. Siegel, C. J. Stolz, T. I. Suratwala, J. B. Trenholme, P. J. Wegner, P. K. Whitman, C. C. Widmayer, and S. T. Yang. Damage Mechanisms Avoided or Managed for NIF Large Optics. *Fusion Science and Technology*, 69(1) :146–249, February 2016.
- [198] François Y. Génin, Michael D. Feit, Mark R. Kozlowski, Alexander M. Rubenchik, Alberto Salleo, and James Yoshiyama. Rear-surface laser damage on 355-nm silica optics owing to Fresnel diffraction on front-surface contamination particles. *Applied Optics*, 39(21) :3654–3663, July 2000. Publisher : Optical Society of America.
- [199] R Stoian, H Varel, A Rosenfeld, D Ashkenasi, R Kelly, and E. E. B Campbell. Ion time-of-flight analysis of ultrashort pulsed laser-induced processing of Al₂O₃. *Applied Surface Science*, 165(1) :44–55, September 2000.
- [200] R.W. BOYD. The intensity-dependent refractive index. *Nonlinear Optics*, pages 159–190, 1992. Publisher : Academic Press.
- [201] K. Dupraz, K. Cassou, N. Delerue, P. Fichot, A. Martens, A. Stocchi, A. Variola, F. Zomer, A. Courjaud, E. Mottay, F. Druon, G. Gatti, A. Ghigo, T. Hovsepian, J.Y. Riou, F. Wang, A. C. Mueller, L. Palumbo, L. Serafini, and P. Tomassini. Design and optimization of a highly efficient optical multipass system for gamma-ray beam production from electron laser beam Compton scattering. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 17(3) :033501, March 2014. Publisher : American Physical Society.
- [202] Ulrich T. Schwarz, Miguel A. Bandres, and Julio C. Gutiérrez-Vega. Observation of Ince–Gaussian modes in stable resonators. *Optics Letters*, 29(16) :1870–1872, August 2004. Publisher : Optical Society of America.

Titre : Etude de cavités Fabry-Perot de hautes finesses pour le stockage de fortes puissances moyennes. Application à la source compacte de rayons X ThomX.

Mots clés : Laser à infra-rouge, Accélérateurs d'électrons, Rayons, Diffusion

Résumé : Cette thèse se concentre sur le développement expérimental effectué sur les cavités Fabry-Perot pour le projet ThomX. Un travail de R&D a été effectué sur deux cavités test. Celui-ci a permis de valider le fonctionnement et les performances de l'oscillateur, de l'amplificateur, de l'asservissement et des miroirs de la cavité Fabry-Perot prévus pour ThomX. Nous avons également pu mener une étude approfondie des effets thermiques apparaissant avec le stockage de forte puissance moyenne. Suite à cela, le montage opto-mécanique a été amélioré et un système innovant permettant de limiter l'impact des effets thermiques sur la stabilité de l'expérience a été mis en place. Ces modifications ont permis le stockage de plus de 200 kW de puissance moyenne intra-cavité stable. Nous avons aussi eu l'opportunité d'effectuer l'analyse de la surface de miroirs endommagés. Ces études sont accompagnées d'une recherche bibliographique de la dynamique d'endommagement associée à la longueur des impulsions.

Enfin, nous démontrons la possibilité d'asservir un oscillateur laser sur une cavité Fabry-Perot de quelques dizaines de centimètres.

Le travail de R&D a permis de récolter les informations nécessaires à la mise en place d'une méthodologie complète de nettoyage et de vérification de l'état des miroirs pour la cavité Fabry-Perot de ThomX. Les différentes problématiques étudiées ont pu être adaptées à la cavité de ThomX et cela a permis la réussite de son asservissement. Une puissance moyenne de plus de 100 kW a pu être stockée dans cette cavité. Les composants permettant d'augmenter cette puissance de manière stable ont été conçus et fabriqués. Les pistes d'amélioration du montage sont données pour que le projet puisse continuer.

Title: *High finesse Fabry-Perot cavity study for high average power storage. Applications to the X-ray compact source ThomX.*

Keywords: Infra-red Laser, Electron accelerator, X-ray, Scattering

Abstract: This thesis is focused on the experimental development done on Fabry-Perot cavities for the ThomX project. A R&D work has been processed on two test cavities. It brought us to validate operation and performances of the oscillator, amplifier, feedback and ThomX cavity mirrors. We also led an in-depth study of thermal effects appearing with high average power. As a result, the opto-mechanical setup has been upgraded and an innovative system reducing the thermal effects impact on the stability of the experiment was implemented. These modifications have made it possible to store more than 200 kW of stable intra-cavity average power. We also had the opportunity to carry out a damaged mirrors surface analysis. These studies are supported with a damaging dynamic bibliographic research. Finally, we demonstrate the possibility of locking a laser oscillator on a few tens of centimeters Fabry-Perot cavity.

The R&D work provided necessary information to bring together a complete cleaning and checking methodology for the ThomX Fabry-Perot cavity mirrors. The studied problematic were adjusted to the ThomX cavity and permitted to achieve its locking. An average power of 100 kW has been stored in this cavity and we have designed and built all the necessary components needed to make this power larger and more stable. Suggested improvements are given in order to continue this project.