



Observatoire
de Paris

PSL



INSTITUT
d'OPTIQUE



GRADUATE SCHOOL
ParisTech

université
PARIS-SACLAY

Réalisation d'une cavité optique pour la génération de lumière bleue à partir d'un laser Ti :Saphir

Application à l'horloge optique transportable ROYMAGE

Rapport de stage de Master 2

Master QLMN – Institut d'Optique - Université Paris-Saclay

Réalisé au Laboratoire Temps-Espace (LTE), Observatoire de Paris - PSL

Présenté et soutenu le 04 juillet 2025 à Palaiseau par

Martin PEARLSTEIN

Composition du jury :

Président du jury :

Référent de stage : Denis BOIRON

Directeur de recherche, Institut d'Optique (LCF)

Encadrant de stage : Rodolphe LE TARGAT

Chercheur LNE, Observatoire de Paris (LTE)

Année universitaire 2024–2025

Table des matières

1	Introduction	2
1.1	La définition de la seconde : les horloges comme outils métrologiques	2
1.2	Vers une cartographie du géopotential : les horloges, un outil pour les sciences de la Terre	3
1.3	Présentation des horloges ROYMAGE et RAZPOUTYNE	4
1.4	Refroidissement initial sur la transition bleue à 399 nm	5
2	Bases de l'optique non linéaire pour la génération de seconde harmonique et réalisation de la source à 798 nm	7
2.1	Introduction	7
2.2	Génération de seconde harmonique	8
2.3	Choix du cristal pour une génération efficace de seconde harmonique	11
2.4	Mise en place de la source à 798 nm	17
3	Conception et optimisation de la cavité de doublage	20
3.1	Principe et choix de la cavité de doublage	20
3.2	Design géométrique de la cavité de doublage	22
3.3	Adaptation d'impédance	25
3.4	Estimation des pertes linéaires α	27
3.5	Vers une cavité exotique	29
3.6	Conclusion et perspectives	32
4	Égalité femmes-hommes au sein du laboratoire	34
4.1	État des lieux dans les sciences et la recherche académique	34
4.2	Retour sur mon expérience personnelle au sein du laboratoire LTE	35
A	Annexes	37

Chapitre 1

Introduction

Ce stage de 4 mois au sein du Laboratoire Temps-Espace (LTE) de l’Observatoire de Paris s’inscrit dans la continuité de ma formation en master QLMN (Quantum Light Materials and Nano Sciences) de l’Université Paris-Saclay et de mon stage de 2^{ème} année d’ingénieur (IOGS) effectué au Fraunhofer Heinrich Hertz Institute (HHI) à Berlin. J’ai ainsi rejoint l’équipe de Rodolphe Le Targat, au LTE, une unité mixte de recherche (UMR8255) de l’Observatoire de Paris – PSL, dans le groupe Fréquence Optique (FOP). Rodolphe et son équipe concentrent leurs recherches sur le développement d’horloges optiques à atomes froids et leur application à la mesure du potentiel gravitationnel. Ce stage s’inscrit donc dans le domaine de la métrologie du temps et plus précisément dans le cadre du projet ROYMAGE (hoRloge Optique à Ytterbium Mobile Appliquée à l’exploration GEodésique)-RAZPOUTYNE (RAlentisseur Zeeman et Piège magnéto-Optique Unifiés pour capTurer l’Ytterbium NEutre), visant à réaliser deux horloges optiques transportables pour l’exploration géodésique.

1.1 La définition de la seconde : les horloges comme outils métrologiques

La mesure du temps est une composante essentielle de la science et de la technologie modernes. Dans le Système international d’unités (SI), la seconde est définie depuis 1967 à partir de la fréquence de transition hyperfine de l’état fondamental de l’atome de césium 133, fixée à exactement 9 192 631 770 Hz. Cette transition micro-onde, réalisée dans les horloges à jet de césium, permet des mesures de temps extrêmement fiables, avec une stabilité relative de l’ordre de 10^{-16} .

Cependant, les progrès récents en optique quantique ont ouvert la voie à une nouvelle génération d’horloges : les **horloges optiques**. Ces dispositifs reposent sur des transitions atomiques dans le domaine optique, à des fréquences beaucoup plus élevées — typiquement plusieurs centaines de térahertz — ce qui permet une meilleure résolution temporelle, puisque la précision d’une horloge dépend directement de la fréquence de référence utilisée.

Parmi les différents atomes étudiés, l’ytterbium 171 (^{171}Yb) est un candidat de premier

plan. Sa transition optique ultra-étroite à 578 nm (soit environ 518 THz) présente une largeur naturelle de l'ordre de 10 mHz, ce qui en fait un excellent discriminateur de fréquence. Les horloges à réseau optique basées sur le ^{171}Yb ont ainsi démontré des incertitudes relatives inférieures à 10^{-18} , surpassant les performances des horloges à césium et posant les bases d'une future redéfinition de la seconde.

Dans cette perspective, les horloges optiques ne sont pas seulement des instruments de mesure du temps : ce sont des **étalons fondamentaux** qui permettent d'établir des comparaisons de fréquence de grande précision entre différents systèmes. Ces comparaisons sont essentielles pour :

- Affiner les rapports de fréquence entre les candidats possibles à une redéfinition de la seconde ;
- Contribuer à l'amélioration des références de temps internationales ;
- Tester les fondements de la physique, en particulier la stabilité des constantes fondamentales.

C'est dans ce contexte que s'inscrit le développement d'horloges transportables. Les dispositifs ROYIMAGE et RAZPOUTYNE sont conçus pour être déployés sur le terrain et connectés au réseau fibré *REFIMEVE*. Ce réseau national permet la dissémination d'une porteuse optique ultra-stable et traçable, à 1542 nm, issue des meilleures horloges de laboratoire. Il offre ainsi une référence de fréquence commune aux différentes stations connectées, autorisant des comparaisons à distance entre les horloges transportables et les standards européens, sans dégradation significative de la stabilité et de l'exactitude des mesures. Ces dispositifs élargissent aussi le champ d'application des horloges, notamment vers les sciences de la Terre, en permettant des mesures locales très précises du potentiel gravitationnel.

1.2 Vers une cartographie du géopotential : les horloges, un outil pour les sciences de la Terre

Depuis la théorie de la relativité générale d'Einstein, il est établi que le temps s'écoule différemment selon le potentiel gravitationnel local. En particulier, une horloge placée à un endroit où le potentiel gravitationnel est plus élevé (par exemple, à une altitude plus basse) bat plus lentement qu'une horloge identique située plus en hauteur. Ce phénomène de *dilatation gravitationnelle du temps* est au cœur du principe de la chronogéodésie.

Les horloges optiques sont sensibles à ces différences de potentiel, et permettent ainsi d'en déduire directement les variations. La relation fondamentale qui lie le décalage de fréquence à la différence de potentiel gravitationnel est donnée par :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta W}{c^2} \approx \frac{g \cdot \Delta h}{c^2} \quad (1.1)$$

où $\Delta\nu/\nu$ est la variation relative de fréquence entre deux horloges, ΔW la différence de potentiel gravitationnel, g l'accélération locale de la pesanteur, Δh la différence d'altitude entre les deux

points de mesure, et c la vitesse de la lumière. Cette équation révèle un point fondamental : une horloge atomique, par la seule mesure de sa fréquence propre, permet d'accéder directement à la valeur du **potentiel gravitationnel** terrestre au point où elle se trouve. Ce potentiel W — grandeur scalaire — représente l'énergie potentielle gravitationnelle par unité de masse. Il est relié au champ gravitationnel $\vec{g}$ par la relation vectorielle $\vec{g} = -\nabla W$, autrement dit, le champ est la dérivée spatiale du potentiel. Alors qu'un gravimètre classique mesure la dérivée du géopotential — autrement dit, le champ de pesanteur — une horloge optique donne accès directement au potentiel gravitationnel.

Cette différence a des implications profondes. En raison de la nature du gradient, les variations rapides du champ (proportionnelles à $1/r^2$) sont sensibles aux masses proches. Le potentiel, quant à lui, décroît plus lentement avec la distance (en $1/r$) et intègre la contribution gravitationnelle de toutes les masses situées en profondeur. Autrement dit, il « voit loin » : il est sensible à des structures profondes de la Terre, comme des anomalies de densité dans le manteau, que les instruments traditionnels peinent à détecter.

Au-delà de l'aspect instrumental, mesurer le potentiel gravitationnel au moyen d'une horloge constitue un changement de paradigme. Il ne s'agit plus de comparer des forces ou des gradients entre deux points, mais d'accéder directement à une **valeur intrinsèque**, attachée à un point unique de l'espace. On accède ainsi directement au potentiel gravitationnel de référence, sans qu'une comparaison différentielle avec un point voisin ne soit nécessaire. Cette mesure ponctuelle est indépendante de tout repère géodésique externe. La grandeur mesurée — le potentiel gravitationnel — est universelle, car entièrement déterminée par la géométrie locale de l'espace-temps.

Ces propriétés uniques font des horloges optiques un outil prometteur pour les sciences de la Terre, et leur usage ouvre des perspectives scientifiques à long terme. Parmi celles-ci :

- **Contribution aux systèmes de référence verticaux** : en fournissant des mesures absolues du potentiel gravitationnel, les horloges optiques permettent d'établir ou d'unifier les systèmes de référence altimétrique, notamment à l'échelle continentale.
- **Amélioration de la détermination du géoïde** : les données obtenues par chronogéodésie peuvent être intégrées dans les modèles géoïdiques pour affiner leur précision, en particulier dans les zones mal couvertes par les mesures gravimétriques classiques ou satellitaires.

Ainsi, la chronogéodésie représente un domaine à l'interface entre métrologie fondamentale, physique gravitationnelle et sciences de la Terre.

1.3 Présentation des horloges ROYMAGE et RAZPOUTYNE

Les horloges **ROYMAGE** et **RAZPOUTYNE** sont en cours de développement depuis 2021 au LTE. Bien qu'elles reposent sur les mêmes principes fondamentaux — l'utilisation de

la transition optique étroite de l'ytterbium 171 à 578 nm — leurs architectures reflètent des choix complémentaires en matière de compacité et d'efficacité de chargement atomique.

ROYMAGE met en œuvre une séquence complète de refroidissement et de piégeage répartie sur plusieurs modules distincts.

Le flux atomique est d'abord généré à l'aide d'un four chauffé, dont la divergence naturelle est contrôlée par des **molasses optiques** transverses — une configuration laser permettant de recollimater le faisceau atomique dès la sortie de la buse. Les atomes sont ensuite ralentis dans un **ralentisseur Zeeman transverse**, constitué d'aimants permanents produisant un champ perpendiculaire à la direction du faisceau. Les atomes ralentis sont injectés dans une **chambre de chargement intermédiaire**, conçue pour accueillir à sa sortie deux **chambres de science** distinctes, fonctionnant à 399 nm et à 556 nm. À ce stade, seul l'un des deux pièges est en fonctionnement ; à terme, l'ajout d'une seconde tête permettra d'augmenter le **duty cycle** de l'horloge, en préparant un nouvel ensemble d'atomes pendant que le premier est en interrogation. Enfin, les atomes sont piégés dans un réseau optique formé par une **cavité Fabry-Perot intra-vide** à 759 nm (finesse ~ 200), dont les miroirs sont hautement transparents à 578 nm pour laisser passer le rayonnement d'horloge. Un MOT tridimensionnel a été obtenu en mars 2025.

RAZPOUTYNE est également une horloge transportable, mais elle adopte une approche radicalement plus compacte. L'objectif est ici de simplifier au maximum l'architecture tout en conservant une efficacité de chargement élevée. Pour cela, le **ralentisseur Zeeman** et le **MOT 2D** sont fusionnés dans une même enceinte expérimentale. Ce choix réduit considérablement l'encombrement du système, tout en permettant un **rechargement rapide** du piège optique, optimisant ainsi la stabilité de l'horloge à court terme. Un MOT bidimensionnel a été obtenu dès septembre 2024.

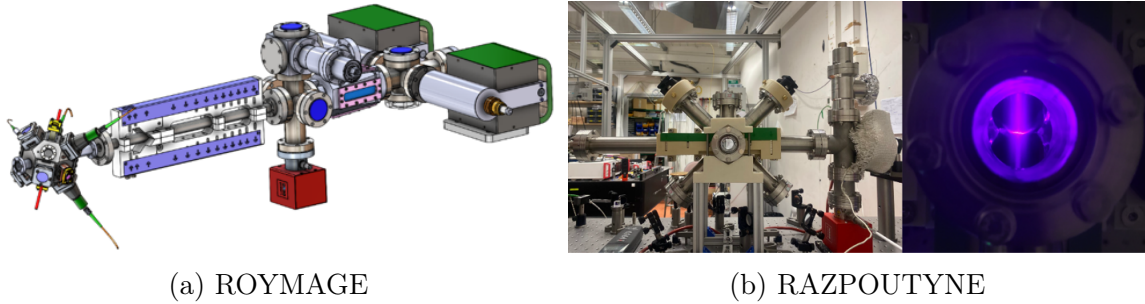


FIGURE 1.1 – Les deux horloges

1.4 Refroidissement initial sur la transition bleue à 399 nm

Avant de charger les atomes d'ytterbium dans le réseau optique, un refroidissement initial est nécessaire. On produit un nuage d'atomes froids en réalisant un piège magnéto-optique (MOT) sur la transition forte $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ à 399 nm. Cette transition est large, avec une fréquence naturelle $\Gamma_{399}/2\pi = 29$ MHz, ce qui permet un refroidissement Doppler efficace. Sa forte largeur

spectrale permet également de capturer des atomes relativement rapides directement à la sortie du four atomique.

La section efficace d'absorption à résonance est donnée par :

$$\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}, \quad (1.2)$$

et l'intensité de saturation correspondante est :

$$I_{\text{sat}} = \frac{\pi\hbar c\Gamma}{3\lambda^3}. \quad (1.3)$$

Pour l'ytterbium à 399 nm, cette intensité vaut environ :

$$I_{\text{sat}} \approx 60 \text{ mW/cm}^2. \quad (1.4)$$

Afin d'assurer une force de piégeage efficace, chaque faisceau du MOT doit atteindre ou dépasser cette intensité de saturation. En supposant une section transversale typique de l'ordre de 1 cm^2 par faisceau, la puissance par faisceau peut s'estimer par :

$$P = I \times A \approx 60 \text{ mW/cm}^2 \times 1 \text{ cm}^2 = 60 \text{ mW}. \quad (1.5)$$

Un MOT tridimensionnel nécessitant trois faisceaux, la puissance optique totale requise atteint ainsi environ 180 mW.

En pratique, il faut également tenir compte des pertes introduites par les divers éléments optiques de l'expérience — isolateurs optiques, modulateurs acousto-optiques (MAO), fibres optiques, lentilles de mise en forme — ainsi que par les faisceaux supplémentaires nécessaires (ralentisseur Zeeman, faisceaux de détection, alignement, etc.). Au total, pour garantir un fonctionnement confortable et stable du dispositif, une puissance d'au moins 1 W à 399 nm est visée en sortie de source.

L'expérience est actuellement équipée d'un laser commercial MSquared, mais ce dernier s'est révélé instable. Pour améliorer la fiabilité et les performances de l'expérience, l'équipe a donc décidé de construire une nouvelle source laser à 399 nm, plus robuste. Le développement de cette source constitue le cœur de mon sujet de stage.

Chapitre 2

Bases de l'optique non linéaire pour la génération de seconde harmonique et réalisation de la source à 798 nm

Dans ce chapitre, je présente les concepts théoriques fondamentaux liés à l'optique non linéaire qui sous-tendent la génération de seconde harmonique. Après avoir rappelé les mécanismes physiques de la conversion de fréquence, je détaille les critères de choix du cristal non linéaire le plus adapté à notre application. J'aborde ensuite la mise en place expérimentale de la source fondamentale à 798 nm, qui constitue le point de départ du processus de doublage. Ces éléments constituent la base physique et technique du développement de la cavité de doublage présentée dans le chapitre suivant.

2.1 Introduction

Il n'existe actuellement pas de diodes laser commerciales à semi-conducteur capables de fournir une puissance suffisante directement à 399 nm, longueur d'onde correspondant à la transition de refroidissement large de l'ytterbium. Pour pallier cette limitation, on a recours à des techniques d'optique non linéaire, en particulier le **doublage de fréquence** (ou second harmonic generation, SHG), permettant de convertir de la lumière infrarouge proche en lumière bleue.

La méthode la plus couramment utilisée consiste à doubler la fréquence d'un laser émettant à 798 nm, via un cristal non linéaire. Le processus repose sur la conversion cohérente de deux photons de fréquence ω (ici à 798 nm) en un unique photon de fréquence 2ω (à 399 nm). Ce phénomène est rendu possible par les propriétés non linéaires du matériau utilisé et nécessite un phase-matching rigoureux pour être efficace.

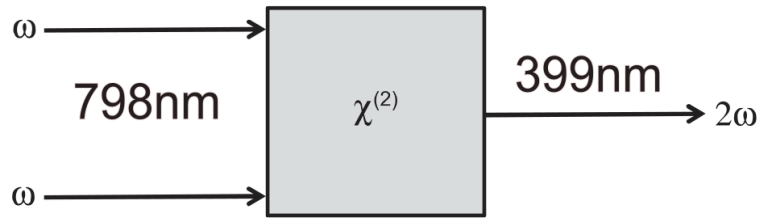


FIGURE 2.1 – Principe du doublage de fréquence dans un cristal non linéaire. Deux photons à fréquence ω sont convertis en un photon à fréquence 2ω .

Pour maximiser l'efficacité de conversion et obtenir une puissance bleue suffisante pour le fonctionnement de l'expérience, le cristal de doublage est inséré dans une cavité optique résonante. Cette cavité permet d'augmenter l'intensité intracavité du faisceau fondamental (798 nm), ce qui accroît le taux de conversion non linéaire via l'accumulation de puissance dans le cristal.

Dans notre cas, le laser fondamental est un laser Titane-Saphir (Ti :Sa), accordé à 798 nm, et le cristal utilisé est un lithium triborate (LBO). Après analyse des différentes options envisageables, nous avons choisi, dans un premier temps, de conserver le laser Titane-Saphir (Ti :Sa) déjà disponible au laboratoire (M-Squared) afin d'alimenter un *Tapered Amplifier* (TA), capable de délivrer une puissance comprise entre 1 et 2 W à 798 nm. Ce choix constitue la première étape du montage expérimental. Comme nous le détaillerons dans la suite, cette configuration a conduit naturellement à retenir le cristal de LBO pour assurer le doublage de fréquence.

2.2 Génération de seconde harmonique

Cette section s'inspire largement de la présentation théorique proposée dans l'ouvrage de François Hache, Optique non linéaire [3], auquel le lecteur est invité à se référer pour un exposé plus complet.

Rappels d'optique non linéaire – Génération de seconde harmonique (SHG)

La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu matériel est décrite par les équations de Maxwell. Cependant, pour relier le champ électrique $\mathbf{E}$ au comportement du matériau traversé, il est nécessaire d'introduire le vecteur déplacement électrique $\mathbf{D}$, défini par la relation constitutive :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (2.1)$$

où $\mathbf{P}$ représente la polarisation du milieu, c'est-à-dire la densité volumique de dipôles électriques induite par le champ. Toute l'interaction lumière-matière est donc contenue dans $\mathbf{P}$.

En optique linéaire, la polarisation $\mathbf{P}$ induite dans un milieu est proportionnelle au champ électrique $\mathbf{E}$. La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu matériel est décrite

par les équations de Maxwell. Cependant, pour relier le champ électrique $\mathbf{E}$ au comportement du matériau traversé, il est nécessaire d'introduire le vecteur déplacement électrique $\mathbf{D}$, défini par la relation constitutive :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (2.2)$$

où $\mathbf{P}$ représente la polarisation du milieu, c'est-à-dire la densité volumique de dipôles électriques induite par le champ. Toute l'interaction lumière-matière est donc contenue dans $\mathbf{P}$. En optique non linéaire, cette relation devient un développement en puissances du champ électrique :

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots) \quad (2.3)$$

La susceptibilité du second ordre $\chi^{(2)}$ est responsable de nombreux effets non linéaires, dont la génération de seconde harmonique (SHG), qui convertit deux photons de fréquence ω en un photon à fréquence 2ω .

Dans un traitement rigoureux, $\mathbf{P}$ et $\mathbf{E}$ sont des vecteurs, et $\chi^{(2)}$ un tenseur d'ordre 3. Ainsi, la polarisation non linéaire s'écrit :

$$\mathbf{P}^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_1, \omega_2) : \mathbf{E}(\omega_1) \mathbf{E}(\omega_2) \quad (2.4)$$

Ou, en composantes :

$$P_i^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = \varepsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) \quad (2.5)$$

Le tenseur $\chi^{(2)}$ possède donc 27 composantes $\chi_{ijk}^{(2)}$, où i correspond à la direction de la polarisation générée, et j, k aux directions des champs incidents.

Afin d'obtenir l'équation de propagation des ondes électromagnétiques dans un tel milieu, on revient aux équations de Maxwell (en l'absence de charges libres et de courants dans un milieu non magnétique) :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (2.6)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (2.7)$$

En combinant ces équations et en utilisant la relation constitutive de $\mathbf{D}$, on obtient l'équation de propagation générale du champ électrique :

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2}. \quad (2.8)$$

L'équation de propagation montre que la dynamique de l'onde dépend directement de la polarisation $\mathbf{P}$, et donc des propriétés linéaires et non linéaires du matériau. C'est précisément la prise en compte de ces termes supplémentaires qui ouvre le domaine de l'optique non linéaire

et permet de décrire des phénomènes tels que le doublage de fréquence étudié ici. bigskip

Plaçons-nous maintenant dans le cas d'une onde plane monochromatique se propageant selon l'axe z dans un milieu homogène. Le champ électrique s'écrit alors sous la forme :

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{e}A(z, t)e^{i(kz - \omega t)} + c.c. \quad (2.9)$$

où $\mathbf{e}$ est le vecteur de polarisation (unitaire), $A(z, t)$ l'enveloppe complexe du champ, k le vecteur d'onde et ω la pulsation.

Dans ce contexte, et en supposant $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ (approximation de champ transverse valide pour une onde plane dans un milieu homogène), l'équation de propagation 2.8 se simplifie et devient :

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2}. \quad (2.10)$$

C'est cette équation, enrichie des termes de polarisation non linéaire contenus dans $\mathbf{D}$, qui constitue le point de départ pour la description des phénomènes de génération de seconde harmonique étudiés dans la suite. et son développement conduit à :

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mathbf{e} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + 2ik \frac{\partial A}{\partial z} - k^2 A \right) e^{i(kz - \omega t)} + c.c. \quad (2.11)$$

En utilisant l'approximation de l'enveloppe lentement variable (SVEA), on néglige le terme en $\partial^2 A / \partial z^2$, ce qui simplifie l'analyse.

On sépare ensuite le déplacement électrique en une partie linéaire et une partie non linéaire :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} + \mathbf{P}_{NL} \quad (2.12)$$

où la polarisation non linéaire est prise sous la forme :

$$\mathbf{P}_{NL} = \mathbf{P}_{NL,S} e^{i(k_\Sigma z - \omega t)} + c.c. \quad (2.13)$$

Dans le cas de la SHG, cette polarisation est induite par le carré du champ électrique à fréquence ω , et oscille donc à 2ω avec un vecteur d'onde $k_\Sigma = 2k$.

L'insertion de ces expressions dans l'équation d'onde aboutit à une équation de propagation pour l'enveloppe A :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \frac{\omega}{2\varepsilon_0 n c} \mathbf{e} \cdot \mathbf{P}_{NL,S} e^{i(k_\Sigma - k)z} \quad (2.14)$$

Faisceaux fondamental et harmonique

Dans l'expérience type de SHG, un faisceau laser monochromatique de fréquence ω (le **faisceau fondamental**) est injecté dans un cristal non linéaire. À l'intérieur du cristal, sous l'effet de la non-linéarité du second ordre, un nouveau faisceau est généré à la fréquence 2ω : c'est le **faisceau harmonique**.

On suppose que les deux faisceaux se propagent suivant la direction z , et que seul le fon-

damental est présent à l'entrée du cristal. Les champs électriques des deux faisceaux sont alors décrits par :

$$E_1(z, t) = \mathbf{e}_1 A_1(z) e^{i(k_1 z - \omega t)} + c.c. \quad (2.15)$$

$$E_2(z, t) = \mathbf{e}_2 A_2(z) e^{i(k_2 z - 2\omega t)} + c.c. \quad (2.16)$$

où E_1 est le champ du faisceau fondamental à la fréquence ω , et E_2 celui du faisceau harmonique à la fréquence 2ω . Les vecteurs $\mathbf{e}_1$ et $\mathbf{e}_2$ sont les polarisations des deux faisceaux, et $A_1(z)$, $A_2(z)$ leurs amplitudes enveloppes.

En régime paramétrique (faible conversion), on suppose que l'amplitude du fondamental reste constante, c'est-à-dire $A_1(z) = \text{const.}$ On peut alors décrire la croissance du champ harmonique dans le cristal.

La propagation de l'enveloppe $A_2(z)$ du faisceau harmonique est alors régie par :

$$\frac{dA_2(z)}{dz} = i \frac{\omega}{n_2 c} \chi_{\text{eff}}^{(2)} A_1^2 e^{i\Delta k z} \quad (2.17)$$

avec $\Delta k = 2k_1 - k_2$ le désaccord de phase entre les deux ondes, et

$$\chi_{\text{eff}}^{(2)} = \mathbf{e}_2 \cdot \chi^{(2)} : \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 \quad (2.18)$$

la susceptibilité effective tenant compte des polarisations.

En intégrant cette équation avec la condition initiale $A_2(0) = 0$, on obtient :

$$A_2(z) = i \frac{\omega}{n_2 c} \chi_{\text{eff}}^{(2)} A_1^2 \frac{\sin(\Delta k z / 2)}{\Delta k / 2} e^{i\Delta k z / 2} \quad (2.19)$$

Ce qui donne pour l'intensité harmonique :

$$I_2(z) = \frac{\omega^2}{2\varepsilon_0 c^3 n_1^2 n_2} \left(\chi_{\text{eff}}^{(2)} \right)^2 I_1^2 \left(\frac{\sin(\Delta k z / 2)}{\Delta k / 2} \right)^2 \quad (2.20)$$

Cette expression montre que l'efficacité de conversion dépend fortement du désaccord de phase Δk . Lorsque $\Delta k = 0$, c'est-à-dire en condition d' **accord de phase** (ou '**phasematching**' en anglais), le transfert d'énergie du fondamental vers l'harmonique est optimal. Ce contrôle précis de la phase est donc une condition clé pour maximiser l'efficacité des processus non linéaires comme la SHG.

2.3 Choix du cristal pour une génération efficace de seconde harmonique

L'efficacité de la génération de seconde harmonique dépend de manière cruciale des propriétés du cristal non linéaire utilisé. Plusieurs critères doivent être pris en compte pour garantir

un doublage de fréquence optimal. Tout d'abord, le cristal doit permettre un accord de phase (*phasematching*) satisfaisant entre le faisceau fondamental et le faisceau harmonique. Ce critère conditionne le transfert constructif d'énergie entre les deux ondes.

Un second paramètre important est l'angle de *walk-off*, c'est-à-dire la déviation angulaire entre la direction de propagation de l'onde et celle du vecteur de Poynting, qui limite la zone d'interaction efficace. Idéalement, cet angle doit être aussi faible que possible (nous y reviendrons plus loin). De plus, la susceptibilité non linéaire effective du cristal doit être élevée afin de maximiser la conversion de puissance.

Les performances pratiques sont également limitées par les effets thermiques dans le cristal. Une absorption faible à la fois à la fréquence fondamentale ω et à la fréquence harmonique 2ω est essentielle pour éviter l'apparition de lentilles thermiques ou de distorsions optiques dues à l'échauffement.

Parmi les cristaux disponibles dans le commerce, plusieurs options sont envisageables. Le cristal de BBO (Beta-Barium Borate) offre une bonne transparence et une non-linéarité élevée, mais son angle de walk-off est important, réduisant l'efficacité de conversion. Le cristal de PPKTP (Periodically Poled KTP), quant à lui, présente de bons coefficients non linéaires et permet une adaptation de phase par inversion de domaine, mais souffre de pertes importantes dues aux effets thermiques et à l'absorption à 2ω .

Notre choix s'est donc porté sur le Lithium Triborate (LiB_3O_5 , abrégé LBO), qui présente un excellent compromis. Même si ce cristal présente un coefficient non linéaire faible, il est transparent dans une large bande spectrale couvrant à la fois 798 nm et 399 nm, ne présente pas d'effets thermiques significatifs, autorise un accord de phase efficace, et son angle de walk-off reste acceptable à 798 nm.

Calcul des indices de réfractions

Le LBO est un cristal **biaxe négatif**, caractérisé par trois axes principaux : les axes diélectriques X , Y , Z , qui correspondent respectivement aux axes cristallographiques a , c , b . La dispersion des indices de réfraction dans le cristal est décrite par les équations de Sellmeier suivantes (longueur d'onde λ en μm) présent sur le site marchand *Castech* :

$$n_X^2(\lambda) = 2.454140 + \frac{0.011249}{\lambda^2 - 0.011350} - 0.014591 \lambda^2 - 6.60 \times 10^{-5} \lambda^4 \quad (2.21)$$

$$n_Y^2(\lambda) = 2.539070 + \frac{0.012711}{\lambda^2 - 0.012523} - 0.018540 \lambda^2 + 2.00 \times 10^{-4} \lambda^4 \quad (2.22)$$

$$n_Z^2(\lambda) = 2.586179 + \frac{0.013099}{\lambda^2 - 0.011893} - 0.017968 \lambda^2 - 2.26 \times 10^{-4} \lambda^4 \quad (2.23)$$

À partir de ces équations, on peut calculer les indices de réfraction du LBO aux longueurs d'onde $\lambda = 798$ nm et $\lambda = 399$ nm :

Longueur d'onde (nm)	n_X	n_Y	n_Z
798	1.5693	1.5961	1.6111
399	1.5899	1.6195	1.6347

TABLE 2.1 – Indices de réfraction du cristal LBO aux longueurs d'onde fondamentales (798 nm) et harmoniques (399 nm), calculés à partir des équations de Sellmeier.

Lorsqu'une onde lumineuse se propage dans un cristal biaxe, son indice de réfraction n'est pas constant mais dépend de la direction de propagation et de la polarisation au sein du cristal. Ainsi, dans un plan donné (par exemple le plan (X, Y) du cristal LBO), l'indice effectif peut varier continûment entre les indices principaux associés aux axes cristallographiques. Par exemple, pour la seconde harmonique à 399 nm, l'indice de réfraction effectif peut prendre des valeurs comprises entre $n_X = 1.5899$ et $n_Y = 1.6195$, en fonction de la direction de propagation choisie dans ce plan.

La dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la direction de propagation de la lumière et de sa polarisation au sein du cristal implique que les conditions d'accord de phase ne sont remplies que pour certaines directions spécifiques, caractérisées par deux angles : l'angle polaire θ et l'angle azimutal ϕ , définis dans le référentiel diélectrique du cristal. Ces deux angles permettent de repérer la direction de propagation du faisceau incident dans l'espace cristallin, et déterminent ainsi les valeurs effectives des indices de phase associés aux différentes ondes impliquées dans le processus de conversion. La figure ci-après illustre la surface des indices (index surface) dans le premier octant du repère cristallin (X, Y, Z) , mettant en évidence la variation des indices en fonction de la direction de propagation et de la polarisation. On y observe également l'angle V_z , qui représente l'angle entre un des axes optiques et l'axe Z

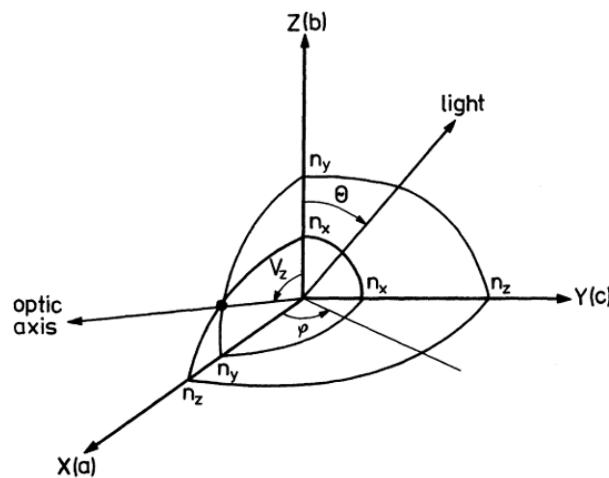


FIGURE 2.2 – Dépendance des indices de réfraction en fonction de la direction et de la direction de propagation de la lumière. [11]

Un accord de phase de type I

Dans les cristaux biaxes, bien que trois indices principaux n_X , n_Y et n_Z caractérisent les axes cristallographiques, la propagation de la lumière dans une direction donnée s'effectue toujours selon deux modes propres orthogonaux, associés chacun à un indice effectif distinct obtenu à partir de l'équation de Fresnel. Ces deux modes sont classiquement désignés comme les modes *fast* (indice effectif plus faible) et *slow* (indice plus élevé), en extension directe des notions rencontrées dans les cristaux uniaxes.

Sur cette base, on peut définir trois classes générales de phase matching selon les polarisations des ondes en présence :

- $ss \rightarrow f$: deux ondes fondamentales polarisées sur le mode *slow* génèrent une harmonique sur le mode *fast* (type I),
- $sf \rightarrow f$ et $fs \rightarrow f$: une onde *slow* et une onde *fast* à la fréquence fondamentale génèrent une harmonique *fast* (type II).

Pour les processus de génération de seconde harmonique (SHG), seuls deux types de phase matching collinéaire sont possibles dans les plans principaux d'un cristal biaxe :

- Type I : $n_s(\omega) = n_s(\omega) = n_f(2\omega)$
- Type II : $n_s(\omega) + n_f(\omega) = 2n_f(2\omega)$

Ici, les indices s et f désignent respectivement les indices de phase associés à l'onde lente (slow) et à l'onde rapide (fast), dont les directions dépendent à la fois de la polarisation et du plan de propagation considéré dans le cristal biaxe. Le choix entre ces types dépend du plan considéré (XY, YZ ou XZ) ainsi que de la nature du cristal (biaxe positif ou négatif). Dans notre cas, avec $n_x < n_y < n_z$, nous sommes en présence d'un cristal biaxe négatif.

Afin de déterminer la géométrie d'accord de phase optimale, nous nous plaçons dans le plan XY du cristal, ce qui implique un angle $\theta = 90^\circ$. Ce choix est motivé par la possibilité d'y réaliser un accord de phase de type I, dans lequel les deux ondes fondamentales sont polarisées de manière identique (soit lentes, soit rapides), et génèrent une onde seconde harmonique de polarisation orthogonale. Ce type de configuration simplifie considérablement le couplage des polarisations et permet d'éviter l'utilisation de dispositifs de séparation ou de recombinaison de polarisation, tout en maximisant l'efficacité de conversion. Par ailleurs, le plan XY est un plan principal du cristal LBO, ce qui permet une propagation confinée à deux axes cristallographiques et facilite le contrôle expérimental.

On se sert de l'équation (2.24) pour calculer l'angle azimutal ϕ [11] :

$$\tan^2 \phi = \frac{1 - U}{W - 1} \quad (2.24)$$

avec [11]

$$U = \left(\frac{A + B}{C} \right)^2, \quad W = \left(\frac{A + B}{F} \right)^2, \quad A = n_{z,\omega} \frac{\omega}{c}, \quad B = n_{z,\omega} \frac{\omega}{c}, \quad C = n_{y,2\omega} \frac{2\omega}{c}, \quad F = n_{x,2\omega} \frac{2\omega}{c}$$

Cela nous amène à un angle d'accord de phase pour le LBO $\phi = 31.8^\circ$ à température ambiante.

Angle de walk-off dans un cristal de LBO

Dans un milieu anisotrope tel qu'un cristal biréfringent, les vecteurs du champ électrique $\vec{E}$ et du déplacement électrique $\vec{D}$ ne sont pas colinéaires, sauf si la direction de propagation $\vec{k}$ coïncide avec l'un des axes principaux du cristal. Cette anisotropie implique que la direction de propagation de l'onde électromagnétique ne correspond pas, en général, à la direction du flux d'énergie, qui est donnée par le vecteur de Poynting.

Cette séparation entre vecteurs $\mathbf{k}$ et $\mathbf{S}$ a des conséquences directes sur le processus de génération de seconde harmonique : non seulement la conversion d'énergie est affectée par ce décalage angulaire (walk-off), mais le mode spatial de l'onde harmonique générée peut également subir des déformations au cours de la propagation, limitant potentiellement l'efficacité de la conversion dans les cristaux de forte biréfringence.

En effet, les équations de Maxwell imposent que $\vec{E}$, $\vec{D}$ et $\vec{k}$ soient tous perpendiculaires au champ magnétique $\vec{H}$, et donc coplanaires. Le vecteur de Poynting $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$, représentant la direction du flux d'énergie, est aussi contenu dans ce plan, mais n'est généralement pas parallèle à $\vec{s}$. Ce phénomène est représenté sur la figure 1 de l'article de Wyncke et Bréhat [12], et conduit à l'apparition d'un angle ρ , appelé angle de walk-off ou angle de double réfraction, entre la direction de propagation de l'onde et celle de son énergie.

Géométriquement, cet angle peut être exprimé à partir des vecteurs unitaires $\vec{e} = \vec{E}/|\vec{E}|$, $\vec{d} = \vec{D}/|\vec{D}|$ et $\vec{k}$ comme [12] :

$$\sin \rho = \vec{e} \cdot \vec{k} \quad (2.25)$$

$$\cos \rho = \vec{e} \cdot \vec{d} \quad (2.26)$$

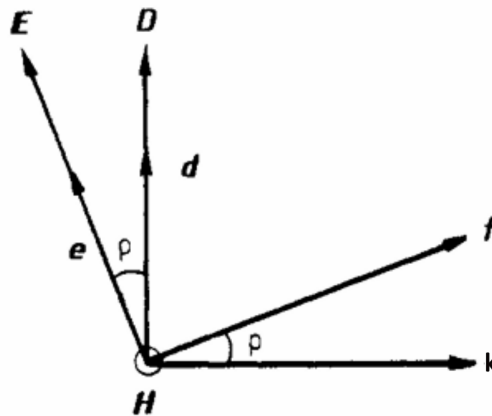


FIGURE 2.3 – Dépendance des indices de réfraction en fonction de la direction et de la direction de propagation de la lumière.[12]

L'angle ρ peut être calculé directement à partir des équations 2.26 selon [12] :

$$\tan \rho = n \left[\left(\frac{k_x}{\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_x^2}} \right)^2 + \left(\frac{k_y}{\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_y^2}} \right)^2 + \left(\frac{k_z}{\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_z^2}} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (2.27)$$

J'ai utilisé cette relation pour calculer l'angle de walk-off dans un cristal de LBO pour un processus de génération de seconde harmonique de type I.

Les angles de phase matching ont été calculés précédemment $\theta = 90^\circ$ et $\phi = 31.8^\circ$, ainsi que les valeurs des indices de réfraction 2.1 En utilisant ces valeurs, j'ai d'abord calculé l'indice effectif dans la direction $\vec{k}$ pour l'onde à 2ω en utilisant la formule suivant [12] :

$$n_{\text{eff}}(\phi) = n_Y \frac{(1 + \tan(\phi)^2)^{1/2}}{[1 + (n_Y/n_X)^2 \tan(\phi)^2]^{1/2}} \quad (2.28)$$

À la fréquence de la seconde harmonique, l'indice est :

$$n_{\text{eff},2\omega}(\phi) = 1.6111$$

On remarque que nous sommes bien dans le cas d'adaptation de phase où l'indice effectif vue par l'onde à 2ω est égal à l'indice de l'onde à ω : $n_{\text{eff},2\omega}(\phi) = n_{z,w}$. Cette valeur a ensuite permis de calculer l'angle de walk-off (2.27), ce qui donne :

$$\rho_{2\omega} = 16.7 \text{ mrad}$$

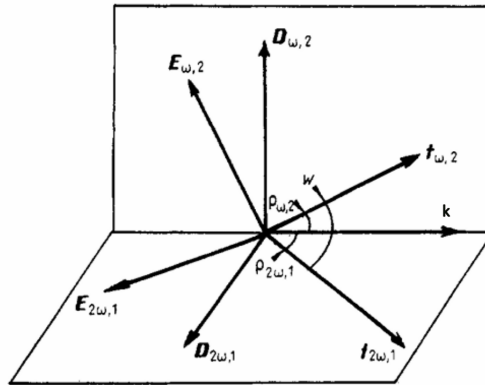


FIGURE 2.4 – Angle de walk-off. [12]

Ce résultat confirme que, même avec un accord de phase optimisé, le décalage entre les directions d'énergie des ondes fondamentale et harmonique n'est pas nul.

Plan final du cristal de LBO

Afin de minimiser les pertes par réflexion à l'entrée du cristal, l'onde fondamentale est injectée selon l'angle de Brewster. Cette configuration permet de supprimer les réflexions pa-

rasites pour une polarisation p , en assurant que le faisceau entrant est totalement transmis à l'interface air-cristal. Dans notre configuration, la polarisation de la lumière incidente est horizontale, alignée selon l'axe cristallographique Z , ce qui implique que l'indice à considérer est $n_z(\omega) = 1,6111$. L'angle de Brewster θ_B est alors donné par :

$$\tan(\theta_B) = \frac{n_z(\omega)}{n_{\text{air}}} \Rightarrow \theta_B = \arctan(1,6111) \approx 58,17^\circ$$

L'injection du faisceau sous cet angle permet d'éviter l'utilisation de traitements antireflet (AR coating) sur les faces d'entrée du cristal. Cette stratégie n'est pas anodine : comme nous le verrons plus loin, les pertes linéaires mesurées de la cavité atteignent seulement 0.1 %, ce qui constitue déjà un excellent résultat pour une cavité de doublage. Or, même les meilleurs traitements AR disponibles présentent des pertes résiduelles typiques de l'ordre de 0.2 % par face, soit un ajout cumulé de 0.4 % pour les deux faces du cristal. Un tel accroissement des pertes linéaires, multipliant globalement celles-ci par un facteur 5, dégraderait fortement le facteur de finesse de la cavité et réduirait d'autant l'efficacité de la conversion. L'utilisation de l'angle de Brewster s'impose ainsi comme un choix expérimental particulièrement pertinent dans notre contexte.

Pour conclure cette partie, nous présentons la figure suivante qui illustre la configuration expérimentale adoptée. Le cristal utilisé est un LBO de dimensions $10 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$. Le vecteur déplacement électrique $\vec{D}$, correspondant à la polarisation de la lumière, est aligné selon l'axe Z pour le faisceau fondamental, tandis que les vecteurs d'onde $\vec{k}$ de l'onde fondamentale et de l'onde doublée sont représentés dans le plan de propagation. Les axes cristallographiques X , Y , et Z sont indiqués pour situer l'orientation du cristal dans l'espace.

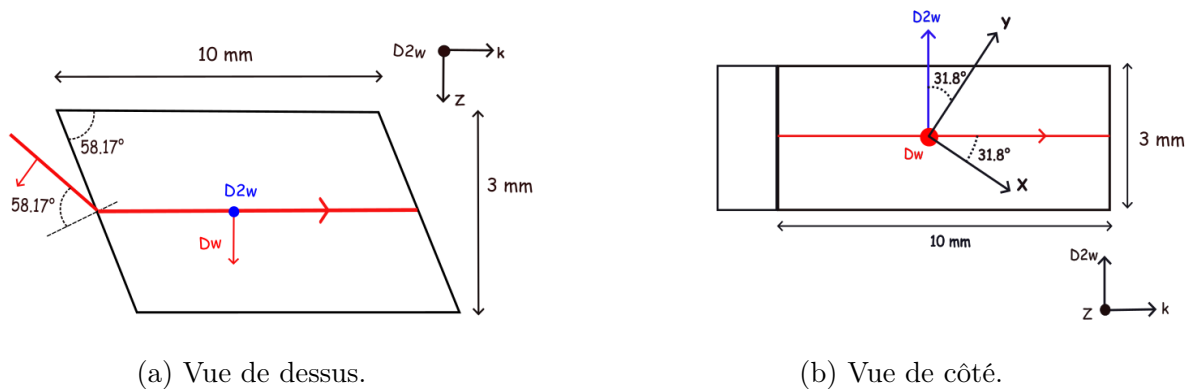


FIGURE 2.5 – Illustration de la propagation de l'onde fondamentale et de la seconde harmonique dans le cristal de LBO. $\vec{D}$: vecteur déplacement électrique (polarisation), $\vec{k}$: vecteur d'onde à ω et 2ω .

2.4 Mise en place de la source à 798 nm

La cavité de doublage développée au cours de ce projet nécessite, en entrée, un faisceau stable, polarisé linéairement, spatialement propre, et centré à 798 nm. L'expérience est déjà

équipée d'un laser commercial de type Titane-Saphir (Ti :Sa) fourni par la société *M-Squared*, utilisé pour alimenter une cavité de doublage commerciale existante. Toutefois, cette cavité, bien qu'opérationnel, présente certaines limitations de fiabilité déjà introduites dans l'introduction. Dans ce travail, l'objectif est de construire une cavité de doublage entièrement faite maison ; il est donc nécessaire d'extraire une partie du faisceau émis par le Ti :Sa pour l'injecter dans cette nouvelle cavité.

Le faisceau à 798 nm issu du laser Ti :Sa subit une série de traitements optiques internes à l'expérience (filtrage spatial, recompression, polarisation...) avant d'être injecté dans la cavité commerciale. À une étape de ce trajet, une part importante du faisceau est rejetée et n'est pas utilisée pour alimenter la cavité commerciale. Cette lumière, bien que suffisamment intense, présente un mode spatial fortement dégradé. C'est néanmoins cette lumière dite "sale" qui a été utilisée comme source primaire.

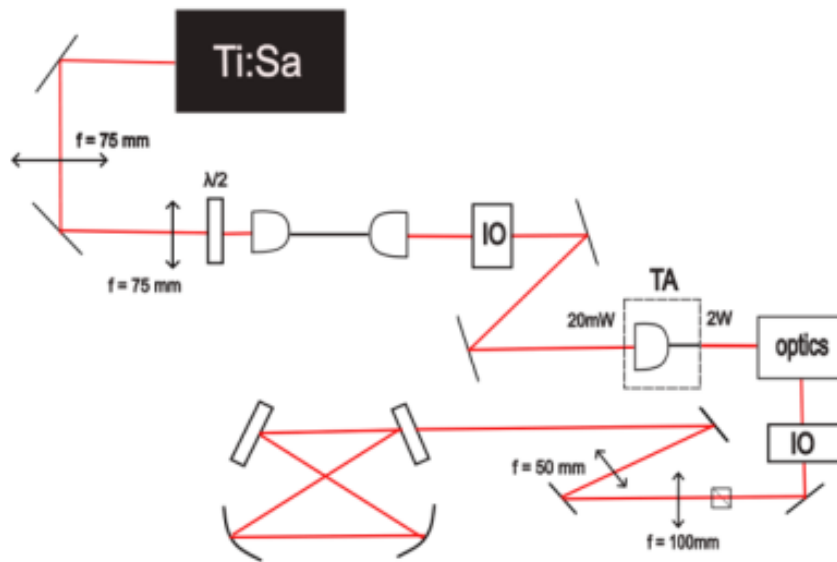


FIGURE 2.6 – Montage optique permettant de guider la lumière à 798 nm depuis la sortie Ti :Sa vers l'amplificateur TA.

Un montage optique dédié a été mis en place pour guider ce faisceau vers notre propre table optique 2.6. Il inclut deux lentilles convergentes de focales 75 mm permettant une première reformation grossière du faisceau, une lame $\lambda/2$ pour ajuster sa polarisation avant son entrée dans une fibre PM, ainsi qu'un isolateur optique en sortie de fibre garantissant une protection contre les réinjections parasites. Ce faisceau est ensuite injecté dans un amplificateur de type *Tapered Amplifier* (TA), fourni par *Toptica*, que j'ai installé et caractérisé expérimentalement.

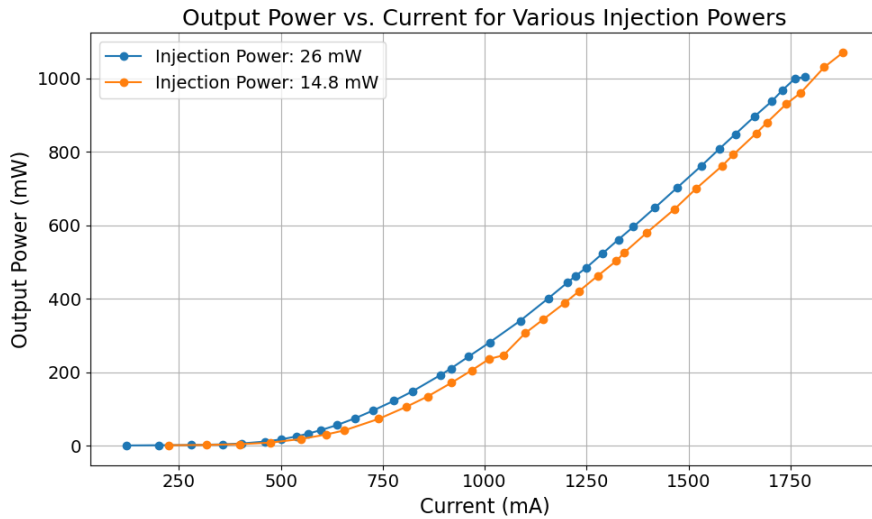


FIGURE 2.7 – Puissance en sortie du TA (mW) en fonction du courant (A), pour différentes puissances d'injection

Ce TA est alimenté électriquement via un montage d'alimentation personnalisé que j'ai conçu, et est stabilisé thermiquement grâce à un système de contrôle de température également développé au cours du stage. L'entrée du TA est une fibre optique monomode directement connectée à la puce semi-conductrice. Cette configuration présente deux avantages notables : d'une part, elle impose une direction de couplage fixe et stable, simplifiant considérablement l'alignement, et d'autre part, elle assure une forme spatiale constante du faisceau en sortie. L'injection fibrée agit ainsi comme un excellent filtre spatial directionnel.

Les performances de l'amplificateur TA sont illustrées sur la figure 2.7, où l'on observe la puissance de sortie en fonction du courant d'alimentation pour différentes puissances d'injection. La documentation constructeur garantit une puissance maximale atteignable de l'ordre de 2 W, avec un couplage d'au moins 50% dans une fibre monomode, ce qui constitue un bon indicateur de la compatibilité avec une cavité optique.

Dans l'état actuel du montage, le faisceau en sortie du TA n'a pas encore été parfaitement remodelé, mais cette étape sera traitée dans une section ultérieure. Néanmoins, la puissance disponible et la stabilité directionnelle de la source ainsi mise en place assurent une base solide pour l'injection dans la cavité de doublage.

Chapitre 3

Conception et optimisation de la cavité de doublage

Ce chapitre est consacré à la réalisation expérimentale de la cavité de surtension destinée à la génération de lumière à 399 nm par conversion de seconde harmonique. J’y détaille les choix de configuration géométrique, l’analyse de la stabilité des modes gaussiens, ainsi que l’étude numérique et expérimentale de l’adaptation d’impédance visant à maximiser la puissance intracavité. Les pertes linéaires sont évaluées par des mesures de finesse et de contraste. Enfin, j’explore une configuration alternative dite « cavité exotique », permettant un ajustement fin du couplage optique via une lame Brewster.

3.1 Principe et choix de la cavité de doublage

L’utilisation d’une cavité dans le processus de doublage de fréquence présente un intérêt majeur dans de nombreux domaines d’optique non linéaire. De nombreuses configurations de cavités résonantes ont été développées pour répondre à ce besoin. Leur principe repose sur l’augmentation de l’intensité de l’onde fondamentale dans le cristal non linéaire, ce qui accroît considérablement la puissance de l’onde générée, cette dernière étant proportionnelle au carré de l’intensité incidente.

Parmi les différentes architectures possibles, notre choix s’est porté sur une cavité en anneau, dite *cavité papillon*. Cette configuration s’est imposée pour plusieurs raisons expérimentales et physiques. Dans une cavité linéaire, la seconde harmonique générée lors d’un premier passage dans le cristal est rétro-réfléchi, ce qui peut induire une interférence — constructive ou destructive — avec l’onde produite lors du second passage. Si cette interférence est destructive, une partie des photons à 2ω peut être reconvertie en photons à ω , réduisant drastiquement l’efficacité de la conversion.

On pourrait envisager de supprimer ce retour indésirable en choisissant un miroir arrière transparent à la seconde harmonique. Mais cette solution compromet alors les éventuels bénéfices des interférences constructives, tout en limitant le confinement de l’onde fondamentale

dans la cavité.

Par ailleurs, si une cavité linéaire double effectivement la longueur effective de propagation dans le cristal, cela ne garantit pas une amélioration de l'efficacité. Celle-ci dépend de manière non triviale de la phase accumulée, de la qualité du phasematching et des pertes dans le cristal. Surtout, un double passage augmente significativement les effets thermiques (échauffement, lentille thermique, déphasage local).

En cavité papillon, ces effets sont minimisés :

- (i) L'onde doublée ne repasse pas dans le cristal, ce qui réduit les pertes et les effets thermiques associés.
- (ii) La propagation unidirectionnelle du faisceau empêche tout type d'interférence, et donc assure une stabilité de l'efficacité de conversion, en évitant toute rétroaction.

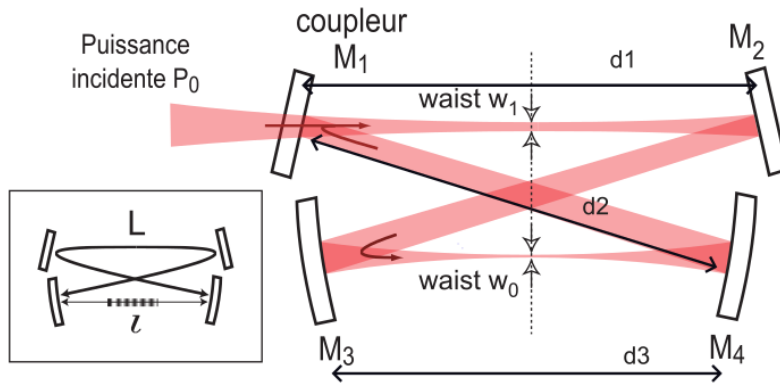


FIGURE 3.1 – Schéma de la cavité en anneau de type papillon utilisée pour le doublage de fréquence.[8]

La Figure 3.1 présente le schéma de la cavité de surtension utilisée. L'onde incidente est injectée dans la cavité via le miroir d'entrée M_1 , dont la transmission T_1 est choisie en fonction des pertes totales de la cavité afin d'atteindre un couplage critique. Les autres miroirs sont tous traités pour présenter une réflectivité maximale à $\lambda = 798 \text{ nm}$. Les miroirs M_1 et M_2 sont plans, tandis que M_3 et M_4 sont sphériques concaves avec un rayon de courbure identique $R_c = 100 \text{ mm}$, permettant de focaliser le faisceau dans le cristal.

L'onde fondamentale à 798 nm , issue du laser Ti :saphir, est polarisée horizontalement pour s'adapter à la polarisation voulue dans le cristal de LBO (selon l'axe Z, voir la section précédente). L'onde fondamentale à 798 nm , issue du laser Ti :saphir, est polarisée horizontalement pour s'adapter à la polarisation souhaitée dans le cristal de LBO (alignée selon l'axe Z du cristal, comme détaillé précédemment).

Dans une première étape, avant l'intégration du cristal, nous avons choisi de réaliser la cavité de doublage « à vide », c'est-à-dire sans le cristal. Cette approche permet de caractériser indépendamment les pertes linéaires intrinsèques de la cavité — notées α — sans contribution des pertes supplémentaires induites par le cristal et le processus non linéaire. L'évaluation précise de α constitue un préalable indispensable pour la suite du dimensionnement, notamment pour l'adaptation d'impédance et l'optimisation des performances de conversion. Le cristal sera ultérieurement placé au niveau du waist w_0 , centré entre les miroirs M_3 et M_4 .

La stabilité de la cavité dépend notamment de la distance l (ou d_3 entre les deux miroirs courbes M_3 et M_4). Cette distance doit être ajustée pour correspondre à la valeur optimale de waist w_0 qui sera préalablement déterminée, condition indispensable pour assurer une efficacité maximale de génération du second harmonique.

3.2 Design géométrique de la cavité de doublage

La stabilité d'une cavité optique traduit la condition selon laquelle un faisceau gaussien peut se propager de manière confinée entre deux miroirs sans divergence excessive. Dans le cas particulier d'une cavité en anneau de type papillon comportant deux miroirs sphériques concaves (M_3 et M_4) et deux miroirs plans (M_1 et M_2), il existe une plage de distance entre les miroirs courbes pour laquelle une solution stable pour le waist du faisceau est atteinte.

En dehors de cette zone de stabilité, le faisceau diverge à chaque tour dans la cavité, rendant inefficace le processus de conversion non linéaire. Il est donc crucial d'ajuster la géométrie de la cavité pour que les conditions de stabilité soient respectées, ce qui permet également de contrôler la taille du waist dans le cristal LBO et d'en optimiser l'efficacité de doublage.

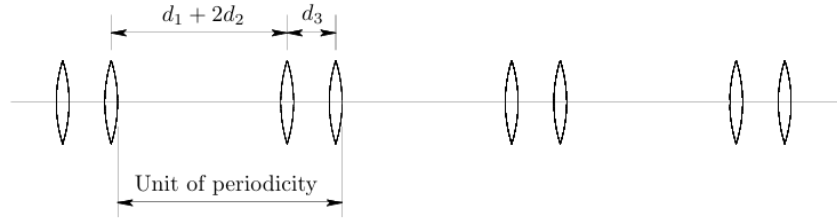


FIGURE 3.2 – Séquence de lentille équivalente à la cavité papillon [7]

Formalisme matriciel On peut étudier la stabilité de la cavité à l'aide du formalisme des matrices de transfert $[ABCD]$, couramment utilisé pour décrire la propagation des faisceaux gaussiens dans les systèmes optiques. Chaque élément optique (espace libre, miroir sphérique, etc.) est associé à une matrice 2×2 , et la matrice globale s'obtient par multiplication séquentielle de ces matrices le long du trajet optique.

En définissant comme plan de référence le plan immédiatement après le miroir sphérique gauche M_3 , la matrice de transfert correspondant à un aller-retour complet dans la cavité s'écrit :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 + 2d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

où :

- $d_1 + 2d_2$ est la longueur optique entre les miroirs plans et les miroirs courbes,
- d_3 est la distance entre les deux miroirs courbes,
- R est le rayon de courbure des miroirs sphériques.

Pour simplifier l'écriture, on introduit les paramètres sans dimension usuels :

$$g_1 = 1 - \frac{d_1 + 2d_2}{R}, \quad g_2 = 1 - \frac{d_3}{R}.$$

Après développement des produits matriciels, la matrice globale s'écrit :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2g_2 - 1 & 2g_2 L \\ \frac{2}{L}(2g_1 g_2 - g_1 - g_2) & 4g_1 g_2 - 2g_2 - 1 \end{pmatrix}$$

où $L = d_1 + 2d_2$.

Le critère de stabilité s'obtient alors en imposant que le faisceau gaussien reste confiné dans la cavité après de multiples passages. Ce critère classique est donné par la condition :

$$\left| \frac{A + D}{2} \right| \leq 1,$$

ce qui, en remplaçant les expressions de A et D , donne :

$$|4g_1 g_2 - 2| \leq 2.$$

On en déduit alors directement :

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1.$$

Ce qui donne une condition sur d_3 [7] :

$$R \leq d_3 \leq \frac{R(d_1 + 2d_2)}{d_1 + 2d_2 - R}$$

Waists dans la cavité Deux waists sont naturellement définis dans la cavité papillon : - Le premier, ω_0 , est situé entre les miroirs courbes M_3 et M_4 , où se trouve le cristal LBO, - Le second, ω_1 , est localisé entre les miroirs plans M_1 et M_2 .

Leurs expressions respectives sont données par [7] :

$$\omega_0^2 = \frac{\lambda R \sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{2\pi g_1}, \quad \omega_1^2 = \frac{\lambda R \sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{2\pi g_2}$$

Ces expressions montrent que la taille du waist peut être ajustée en faisant varier d_3 , ce qui permet d'optimiser le recouvrement spatial dans le cristal et donc le rendement de génération de seconde harmonique.

Visualisation de la stabilité Pour illustrer cette dépendance, nous avons représenté l'évolution de la taille des waists ω_0 et ω_1 en fonction de la distance d_3 entre les miroirs courbes, pour une valeur fixée de $d_1 = 106$ cm, $d_2 = 130$ cm et un rayon de courbure $R = 100$ mm. Ces valeurs ont été choisies de manière à construire une cavité compacte tout en restant largement dans la zone de stabilité du système.

En effet, une cavité plus courte présente plusieurs avantages pratiques : réduction de l'encombrement sur la table optique, meilleure robustesse mécanique face aux vibrations environnementales, et facilité d'alignement. À l'inverse, une cavité plus longue aurait permis d'accéder à des tailles de waist encore plus grandes, limitant davantage les effets thermiques dans le cristal. Toutefois, ce compromis a été fait de manière pragmatique : les longueurs retenues offrent un équilibre satisfaisant entre compacité, stabilité optique et confort expérimental pour les phases d'alignement et de réglages ultérieurs.

La courbe obtenue (voir Figure 3.3) met en évidence la zone de stabilité accessible, ainsi que la position optimale permettant d'obtenir le waist désiré dans le cristal.

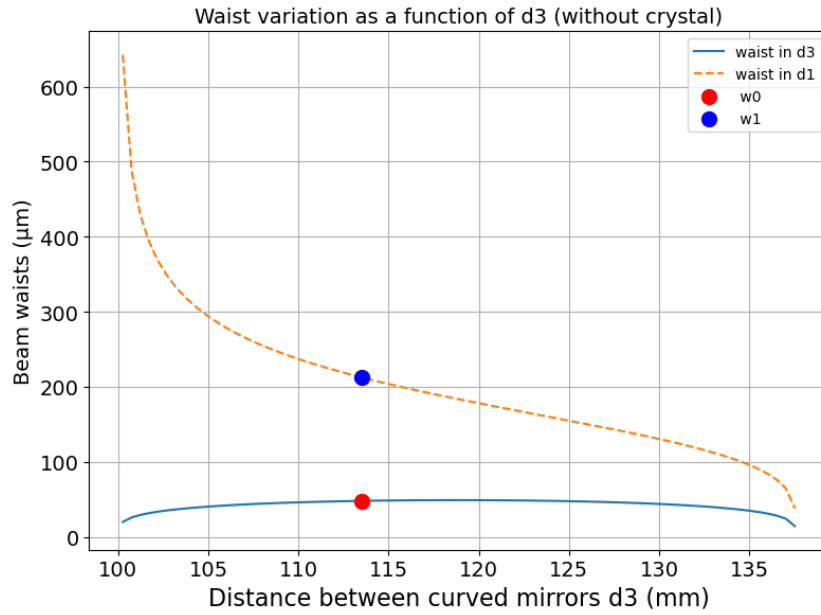


FIGURE 3.3 – Évolution de la taille du waist ω_0 dans le cristal LBO en fonction de la distance d_3 entre les miroirs sphériques, pour $d_1 = 106$ cm et $R = 10$ cm.

Compte tenu des contraintes expérimentales, nous avons sélectionné une distance entre les miroirs sphériques de $d_3 = 113$ cm, ce qui place la cavité confortablement au sein de la zone de stabilité, loin des bords. Cette configuration présente deux avantages essentiels : d'une part, elle rend la cavité moins sensible aux réglages mécaniques, et d'autre part, elle permet d'obtenir un waist dans le cristal de $\omega_0 = 48 \mu\text{m}$, suffisamment large pour limiter les effets thermiques. Le second waist, situé entre les miroirs plans, atteint $\omega_1 = 213 \mu\text{m}$.

J'ai également tracé la variation de la taille du waist en fonction de la distance d_3 , cette fois-ci en tenant compte de la présence du cristal dans la cavité. Il en ressort que l'on peut conserver $d_3 = 113$ mm, tout en maintenant la cavité dans une zone de stabilité confortable, et obtenir alors un waist dans le cristal de $\omega_0 = 47 \mu\text{m}$ ainsi qu'un second waist de $\omega_1 = 154 \mu\text{m}$.

Alternativement, si l'on souhaite conserver les valeurs initiales des waists ($\omega_0 = 48 \mu\text{m}$ et $\omega_1 = 213 \mu\text{m}$), il est possible d'ajuster la distance d_3 à $d_3 = 101$ mm, ce qui reste également bien à l'intérieur de la zone de stabilité. Le lecteur pourra consulter en annexe le détail du calcul ainsi que le tracé illustrant cette dépendance.

3.3 Adaptation d'impédance

Pour que l'énergie incidente soit efficacement injectée dans la cavité, celle-ci doit être adaptée en impédance, de façon à compenser exactement ses pertes internes. Cela consiste à choisir une transmission optimale T_1 du miroir d'entrée (ou coupleur d'entrée), de telle sorte que le gain procuré par cette transmission compense exactement les pertes internes de la cavité. On dit alors que la cavité est *adaptée en impédance*, et l'on obtient une puissance intracavité maximale. Ce cas particulier correspond à une puissance réfléchie nulle à résonance, signe que toute la puissance injectée est soit convertie, soit dissipée dans la cavité.

Les pertes internes de la cavité comprennent deux contributions principales :

- Les **pertes linéaires**, notées α , qui regroupent les pertes par absorption dans le cristal, les pertes résiduelles sur les traitements optiques des miroirs, ainsi que les transmissions résiduelles sur les surfaces du cristal.
- Les **pertes non linéaires**, qui résultent du processus de conversion dans le cristal. Celles-ci croissent quadratiquement avec la puissance intracavité et sont modélisées par le terme ΓP_c^2 , où $\Gamma = \Gamma_{\text{eff}} + \Gamma_{\text{abs}}$ regroupe la conversion utile en bleu et les pertes par absorption à la fréquence doublée [8].

À résonance, on peut établir une équation implicite sur la puissance intracavité P_c , obtenue à partir d'un bilan énergétique entre l'énergie transmise dans la cavité et les pertes totales, ramenées à l'échelle de P_c . Cette équation s'écrit [8] :

$$P_c = \frac{(1 - R_1)P_0}{\left[1 - \sqrt{R_1(1 - p)}\right]^2}, \quad (3.1)$$

où P_0 est la puissance injectée et $p = \alpha + \Gamma P_c$ représente les pertes totales effective. Cette relation doit être résolue numériquement car p dépend de P_c .

La puissance réfléchie par la cavité à résonance est donnée par [8] :

$$P_r = \frac{\left[\sqrt{R_1} - \sqrt{1 - p}\right]^2 P_0}{\left[1 - \sqrt{R_1(1 - p)}\right]^2}. \quad (3.2)$$

La condition d'adaptation d'impédance $P_r = 0$ implique :

$$1 - R_1 = p = \alpha + \Gamma P_c, \quad (3.3)$$

ce qui donne un critère explicite pour adapter dynamiquement le coefficient de réflexion R_1 à chaque valeur de puissance injectée P_0 .

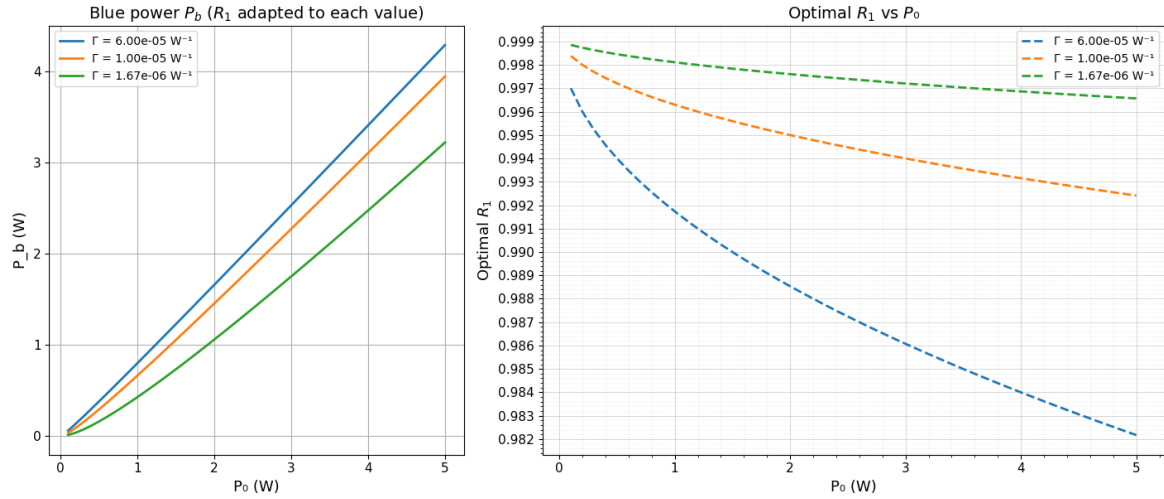


FIGURE 3.4 – Puissance bleue générée et réflexion optimale en fonction de la puissance d’entrée, pour différents coefficients de conversion non linéaire Γ , en régime d’adaptation d’impédance dynamique.

Afin de mieux anticiper le comportement de la cavité en présence du cristal, j’ai mené une série de simulations numériques prenant en compte l’incertitude sur le coefficient de conversion Γ . En effet, la valeur de Γ dépend directement de l’intensité lumineuse dans le cristal, donc de la taille du waist w_0 que l’on choisit. Augmenter ce waist permet de réduire l’intensité locale, et donc de limiter les effets thermiques dans le cristal — ce qui est souvent recherché en pratique — mais cela diminue également l’efficacité de conversion non linéaire.

Pour explorer ces différents scénarios, j’ai volontairement simulé une réduction progressive de Γ par facteurs 6 successifs. L’idée sous-jacente est d’évaluer comment la cavité réagit lorsque l’on privilégie un fonctionnement plus « thermique-friendly » au prix d’une conversion intrinsèque moins efficace. Dans chaque cas, j’ai optimisé dynamiquement la transmission R_1 du coupleur d’entrée afin de toujours satisfaire la condition d’adaptation d’impédance. Les résultats de ces simulations montrent un comportement intéressant et robuste : même lorsque Γ est fortement diminué, la puissance bleue générée $P_b = \Gamma_{\text{eff}} P_c^2$ reste relativement stable. Le lecteur trouvera en annexe les courbes obtenues sans adaptation dynamique, c’est-à-dire en fixant R_1 pour chaque scénario. Cette compensation s’explique physiquement de manière simple : une réduction de Γ conduit à une diminution des pertes non linéaires dans la cavité, ce qui permet d’augmenter la puissance intracavité P_c . L’élévation de P_c vient en partie compenser la baisse de Γ , maintenant ainsi un niveau de génération de seconde harmonique relativement élevé. Autrement dit, l’efficacité de conversion n’est pas uniquement dictée par Γ , mais résulte d’un équilibre dynamique entre les pertes linéaires, les pertes non linéaires et la puissance intracavité.

La contrepartie de cette stratégie est essentiellement d’ordre pratique : travailler avec des puissances intracavitaires plus élevées impose d’utiliser des optiques capables de supporter ces niveaux de flux lumineux sans dégradation à long terme.

De plus, j’ai représenté la variation de R_1 optimal en fonction de P_0 , ce qui constitue un outil pratique pour le réglage futur de la cavité. Ces résultats sont présentés en figure 3.4. Pour alléger la lecture, je ne présente ici que les résultats pour un scénario de pertes linéaires

faibles $\alpha = 0.1\%$. Le choix de ce régime sera justifié dans le paragraphe suivant, en lien avec les exigences expérimentales sur le facteur de finesse et le contraste de la cavité.

En vue de cette variabilité, j'ai commandé cinq coupleurs d'entrée avec des coefficients de réflexion différents, compris entre 0.995 et 0.9995. Cela me permettra d'expérimenter plusieurs régimes de fonctionnement et d'adapter la cavité à la puissance disponible, à la qualité de mode et aux performances réelles du cristal.

L'analyse des simulations met en évidence un comportement remarquable. Pour une puissance incidente de 1 W, la puissance bleue générée varie de 400 mW à 800 mW selon la valeur du coefficient de conversion Γ . Autrement dit, même en réduisant Γ d'un facteur 36 — ce qui correspondrait à un élargissement significatif du waist pour soulager les contraintes thermiques — la puissance doublée ne diminue que d'un facteur deux.

Ce résultat souligne l'intérêt fondamental de l'adaptation d'impédance dans une cavité de doublage : une moindre efficacité de conversion réduit les pertes intracavitaires, permettant ainsi à la puissance intracavité de croître et de compenser partiellement cette baisse d'efficacité. La cavité s'autorégule en quelque sorte, offrant une robustesse appréciable vis-à-vis des incertitudes expérimentales sur la non-linéarité du cristal.

Cependant, il est important de souligner que ces résultats reposent sur des hypothèses de pertes internes α fixées (plus ou moins) arbitrairement. Or, celles-ci ne sont pas connues précisément à ce stade de la construction. La prochaine étape consiste donc à estimer les pertes réelles de la cavité par une méthode expérimentale, afin de valider le dimensionnement effectué et d'ajuster le choix du miroir d'entrée de manière optimale.

3.4 Estimation des pertes linéaires α

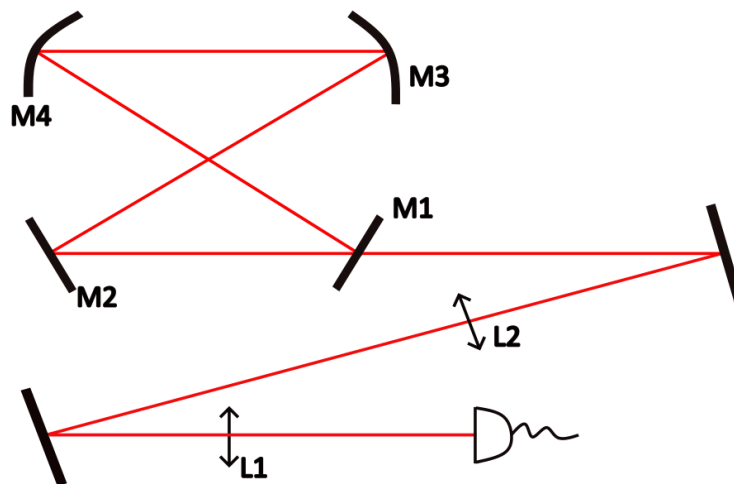


FIGURE 3.5 – Première configuration expérimentale de la cavité sans cristal

Dans un premier temps, l'estimation des pertes linéaires internes α a été réalisée à l'aide d'une cavité sans cristal (figure 3.5). Cette configuration permet d'isoler les pertes liées unique-

ment aux composants optiques (miroirs et faces d'entrée/sortie), avant d'introduire les effets non linéaires du LBO.

Pour cette mesure, un miroir d'entrée de transmission $T_1 = 0.5\%$ (soit $R_1 = 99.5\%$) a été utilisé, tandis que les trois autres miroirs sont supposés identiques et ont une réflectivité nominale théorique $R_{2,3,4} \geq 99.9\%$. Le faisceau incident est préalablement collimaté via un télescope constitué de deux lentilles convergentes de focales respectives $f_1 = 100$ mm et $f_2 = 50$ mm, de manière à obtenir un waist adapté à la géométrie de la cavité, tel que déterminé dans la section précédente ($\omega_0 = 48 \mu\text{m}$ et $\omega_1 = 213 \mu\text{m}$).

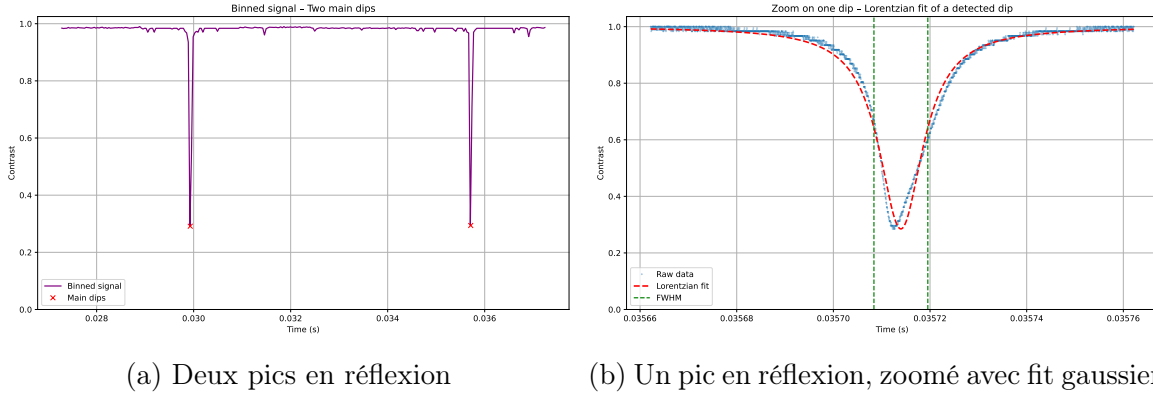


FIGURE 3.6 – Signal réfléchi mesuré sur la photodiode lors du balayage de fréquence.

Afin d'estimer les pertes, la lumière réfléchie par le miroir d'entrée est mesurée en balayant la longueur de la cavité. Cela permet de faire apparaître des pics de résonance (figure 3.6), à partir desquels on peut extraire deux quantités fondamentales : la finesse $\mathcal{F}$ et le contraste C .

La finesse s'exprime théoriquement par :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt{R_1 R_2 R_3 R_4}}{1 - \sqrt{R_1 R_2 R_3 R_4}}.$$

En supposant des pertes faibles, avec $R_i = 1 - \alpha_i$ pour $i = 2, 3, 4$, cette expression s'approxime par :

$$\mathcal{F} \approx \frac{2\pi}{T_1 + \alpha},$$

où $\alpha = \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4$ regroupe les pertes internes ramenées à un seul passage.

Le contraste, quant à lui, s'écrit (en supposant un mode matching parfait, $M = 1$) :

$$C = \frac{(1 - R_1)\alpha}{\left(1 - \sqrt{R_1(1 - \alpha)}\right)^2}.$$

Cette expression peut aussi être approchée par :

$$C \approx \frac{4T_1\alpha}{(T_1 + \alpha)^2}.$$

À partir des mesures expérimentales, on obtient une finesse de $\mathcal{F} = 518$ et un contraste de

$C_{\text{mesur}} = 0.715$. En injectant ces valeurs dans les expressions précédentes, on peut en déduire les deux inconnues T_1 et α . On trouve ainsi des pertes linéaire $\alpha \approx 0.0028$ (soit $\alpha \approx 0.28\%$ et une transmission du miroir d'entrée $T_1 \approx 0.0093$ $T_1 \approx 0.93\%$.

Ces valeurs sont cependant incompatibles avec les spécifications constructeur du miroir d'entrée. En particulier, la transmission T_1 a été mesurée indépendamment en dehors de la cavité et vaut $T_1 = 0.53\%$. Ce désaccord indique que l'hypothèse d'un mode matching parfait n'est pas vérifiée, et que le contraste mesuré est en réalité diminué par un facteur de mode matching M , selon :

$$C_{\text{mesur}} = M \cdot C_{\text{rel}}.$$

Sachant que la finesse n'est pas affectée par le mode matching, on déduit alors les pertes internes à partir de la seule finesse :

$$\alpha = \frac{2\pi}{\mathcal{F}} - T_1,$$

soit $\alpha \approx 0.0068$ (0.68% de pertes par tour). En utilisant cette valeur dans l'expression du contraste théorique, on obtient $C_{\text{rel}} \approx 0.973$, d'où un mode matching de $M \approx 73.5\%$.

Cette approche permet ainsi de distinguer proprement les pertes intrinsèques de la cavité des limitations dues au couplage spatial du faisceau incident.

L'étape suivante consistera à estimer les pertes non linéaires induites par le cristal, caractérisées par le coefficient de conversion Γ , qui gouverne la puissance convertie en lumière bleue via un processus de génération de second harmonique. Pour ce faire, il sera nécessaire d'insérer le cristal dans la cavité et de réaliser une série de mesures de puissance bleue P_b en fonction de la puissance intracavité P_c , préalablement estimée à partir de la puissance incidente et des caractéristiques de la cavité.

En ajustant la courbe $P_b = \Gamma P_c^2$, on pourra alors extraire expérimentalement la valeur de Γ . Toutefois, cette étape ne peut être réalisée pour l'instant, le cristal LBO n'ayant pas encore été reçu. Cette caractérisation constituera une étape déterminante pour finaliser la modélisation complète de la cavité et optimiser les performances du système.

3.5 Vers une cavité exotique

En parallèle de l'étude de la cavité classique à couplage par miroir, nous avons exploré une configuration plus atypique, dans laquelle le couplage du faisceau incident dans la cavité n'est plus assuré par la transmission d'un miroir, mais par la réflexion résiduelle d'une lame de Brewster. L'idée initiale était d'exploiter la dépendance angulaire de la réflexion sur cette lame afin d'ajuster dynamiquement le couplage, en inclinant légèrement celle-ci pour atteindre un contraste de résonance proche de 100%. Ce principe présente l'intérêt d'un ajustement fin et continu du couplage, sans nécessité de changer de miroir d'entrée. En effet, l'inclinaison de la lame peut être ajustée manuellement pour que sa réflexion résiduelle compense exactement les pertes internes de la cavité, assurant ainsi une adaptation d'impédance parfaite. Cela contraste

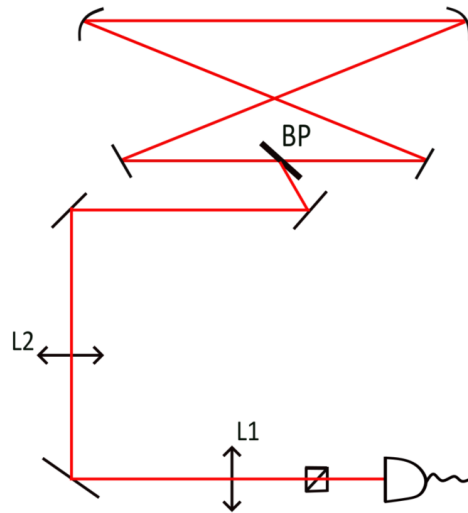


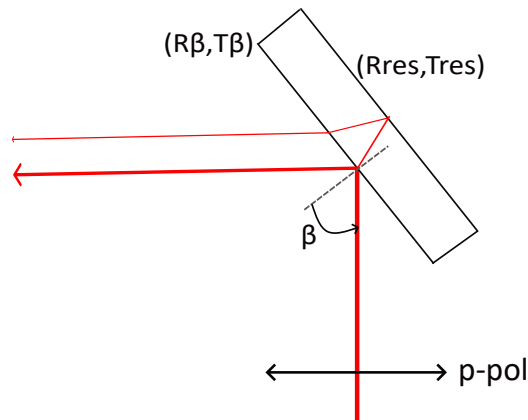
FIGURE 3.7 – Configuration exotique de la cavité sans cristal

avec la cavité classique, où le coefficient de couplage est fixé par la transmission du miroir d'entrée, et ne peut, au mieux, qu'approcher la condition d'adaptation optimale.

Pendant un temps, nous avons pensé que cette approche était totalement originale, avant de découvrir qu'une configuration semblable avait déjà été proposée et mise en œuvre en 1999 [5]. Néanmoins, son application reste très rare, et nous avons choisi de la reproduire expérimentalement pour évaluer dans quelle mesure elle permettrait une adaptation d'impédance optimale.

Pour cette mesure, les quatre miroirs sont supposés identiques et ont une réflectivité nominale de $R_{1,2,3,4} \geq 99.9\%$. Le faisceau incident est préalablement collimaté via un télescope constitué de deux lentilles convergentes de focales respectives $f_1 = 100$ mm et $f_2 = 50$ mm, comme précédemment, pour utiliser une géométrie de cavité identique.

La figure 3.7 présente une photo de cette cavité exotique, dans laquelle la lame de Brewster remplace le miroir d'entrée. Afin d'évaluer les pertes totales de cette configuration, nous avons mesuré, comme précédemment, la finesse et le contraste de la cavité, toujours sans cristal.


 FIGURE 3.8 – Lame brewster. La lumière arrive avec un angle d'incidence β et a une polarisation p. Un faisceau *fantôme* apparaît.

Dans cette configuration, la formule théorique de la finesse devient :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt{R_1 T_\beta R_2 R_3 R_4 T_{res}}}{1 - \sqrt{R_1 T_\beta R_2 R_3 R_4 R_{res}}} \approx \frac{2\pi}{R_\beta + \alpha},$$

où T_β désigne la transmission associée à la réflexion effective $R_\beta = 1 - T_\beta$ de la lame de Brewster, T_{res} désigne la transmission de la face arrière de la lame brewster $R_{res} = 1 - T_{res}$, où R_{res} est déterminé en mesurant la puissance du deuxième spot *fantôme* illustré figure 3.8, on trouve $R_{res} \approx 0.15\%$ en supposant les transmissions de la face brewster très proche de 1 pour une polarisation p. Les autres R_i sont proches de 1 avec $R_i = 1 - \alpha_i$ pour $i = 1, 2, 3, 4$. En pratique, on utilise ici un développement de Taylor de premier ordre pour exprimer la finesse en fonction des pertes totales α et du coefficient de couplage R_b .

De même, en supposant un mode matching parfait, le contraste théorique s'exprime comme :

$$C = \frac{(1 - T_\beta)\alpha}{\left[1 - \sqrt{T_\beta(1 - \alpha)}\right]^2} \approx \frac{4R_\beta\alpha}{(R_\beta + \alpha)^2}.$$

À partir des mesures expérimentales, à un certain angle β proche de 45° , on obtient une finesse

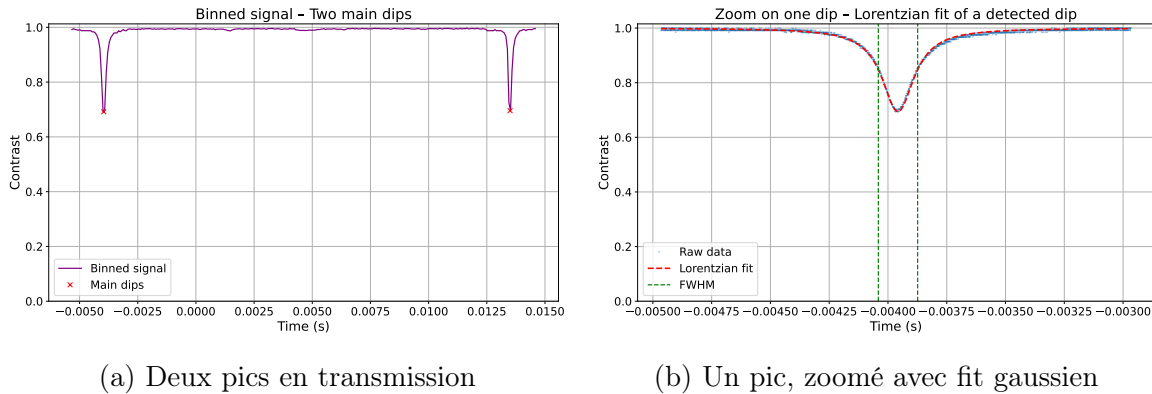


FIGURE 3.9 – Signal transmis mesuré sur la photodiode lors du balayage de fréquence.

de $\mathcal{F} = 104$ et un contraste de $C_{exp} = 0.31$. En injectant ces valeurs dans les expressions précédentes, on peut en déduire les deux inconnues R_β et α . On trouve ainsi des pertes linéaire $\alpha \approx 0.0553$ (soit $\alpha \approx 5.53\%$) et une transmission du miroir d'entrée $R_\beta \approx 0.0051$ (soit $R_\beta \approx 0.51\%$).

La valeur des pertes linéaires est anormale. Même si on considère un mode matching de $M \approx 73.5\%$ comme dans la section précédente, on obtient des pertes $\alpha \approx 5.32\%$.

Nous avons ainsi pu mettre en œuvre cette configuration de cavité exotique et réaliser les mesures de finesse et de contraste nécessaires. Fonctionnellement, la cavité résonne correctement et l'injection est stable, validant la faisabilité expérimentale du montage. En revanche, l'analyse conduit à une estimation des pertes linéaires de $\alpha \approx 5\%$, une valeur manifestement trop élevée au regard des performances optiques attendues.

Plusieurs hypothèses peuvent être envisagées pour expliquer cet écart :

- **Obstruction mécanique partielle** : une partie du faisceau intracavité pourrait être partiellement masquée par la monture mécanique de la lame de Brewster. Sa géométrie n'étant pas conçue pour un passage proche de l'axe optique, une partie du mode pourrait être occultée en bordure de faisceau, contribuant artificiellement aux pertes mesurées.
- **Légères imperfections d'alignement angulaire** : dans cette configuration exotique, le couplage intracavité est extrêmement sensible à l'orientation précise de la lame. Un léger désalignement angulaire peut induire des pertes supplémentaires par mauvais recouplage du mode gaussien.

Malgré ces limitations, la cavité exotique est pleinement fonctionnelle et pourra être exploitée lors de l'intégration du cristal pour les premières tentatives de doublage. L'identification et la réduction de ces pertes accessoires feront l'objet de travaux complémentaires d'optimisation

3.6 Conclusion et perspectives

Ce chapitre a présenté la conception et la mise en œuvre d'une nouvelle source laser à 399 nm dédiée au refroidissement d'atomes d'ytterbium. La génération de cette lumière repose sur un processus de seconde harmonique (SHG) à partir d'un faisceau fondamental à 798 nm, prélevé sur un laser Ti :Sa existant. Ce faisceau, initialement peu propre, a été transporté, polarisé, puis amplifié à l'aide d'un Tapered Amplifier, dont j'ai assuré le montage, la régulation thermique et l'alimentation.

La lumière amplifiée est ensuite injectée dans une cavité de doublage en anneau de type papillon, dont j'ai entièrement conçu la géométrie. Celle-ci a été choisie pour garantir la stabilité optique et produire un waist adapté à l'illumination du cristal non linéaire. Le dimensionnement a été appuyé par des calculs analytiques et des simulations permettant d'ajuster les distances optiques internes à la cavité.

L'optimisation du couplage dans la cavité a fait l'objet d'une étude spécifique. J'ai modélisé l'adaptation d'impédance, en reliant les pertes internes et le coefficient de conversion non linéaire Γ à la transmission optimale du miroir d'entrée. Ces simulations, menées pour plusieurs scénarios expérimentaux, ont permis d'anticiper les performances de la cavité sur une large gamme de puissances et d'identifier les régimes où l'ajustement dynamique du couplage devient nécessaire.

En parallèle, une série de mesures sans cristal m'a permis d'estimer expérimentalement les pertes linéaires α à partir de la finesse et du contraste mesurés. Ces résultats sont en bon accord avec les prédictions théoriques, validant le dimensionnement de la cavité et le bon mode matching de l'injection.

Une configuration alternative, dite « cavité exotique », a également été testée. Dans cette approche, le couplage est assuré non plus par la transmission d'un miroir, mais par la réflexion contrôlée d'une lame de Brewster. Ce principe permet un ajustement continu du couplage sans

changer d'élément optique. Néanmoins, les pertes supplémentaires liées au coating de la lame limitent pour l'instant les performances obtenues.

Les prochaines étapes consisteront à insérer le cristal LBO dans la cavité et à caractériser le coefficient Γ par l'étude de la puissance bleue en fonction de la puissance intracavité. Cette mesure est essentielle pour valider les prédictions numériques, affiner l'adaptation d'impédance, et atteindre les niveaux de puissance requis pour le ralentisseur Zeeman.

Le développement de la cavité exotique se poursuivra en parallèle, avec l'objectif de réduire les pertes optiques et de confirmer expérimentalement la possibilité d'une adaptation d'impédance exacte par réglage angulaire.

La mise en service complète de cette source laser, une fois stabilisée et intégrée à l'expérience ROYIMAGE, constituera une étape clé dans le déploiement du système de refroidissement à ytterbium. Le travail présenté ici établit les bases d'un dispositif fiable, reproductible et adapté aux exigences des horloges optiques transportables.

Chapitre 4

Égalité femmes-hommes au sein du laboratoire

4.1 État des lieux dans les sciences et la recherche académique

Bien que les avancées scientifiques et technologiques aient profondément transformé nos sociétés modernes, contribuant à améliorer les conditions matérielles de vie et à élargir les classes moyennes dans de nombreux pays développés, elles n'ont pas pour autant effacé les logiques d'inégalités et de rapports de domination qui traversent nos structures sociales. Si la science a permis de réduire certaines fractures économiques ou sanitaires, elle reproduit encore, en son sein même, des dynamiques d'exclusion, en particulier en matière de genre. Le monde scientifique reste aujourd'hui traversé par des asymétries persistantes entre femmes et hommes, à la fois dans l'accès aux carrières, dans la répartition des postes à responsabilité, et dans la reconnaissance institutionnelle. Le domaine scientifique, en particulier les disciplines STEM (science, technologie, ingénierie, mathématiques), est encore loin d'atteindre la parité. Selon le dernier rapport de l'UNESCO [10], à peine un tiers des chercheurs dans le monde sont des femmes, et cette proportion chute à moins de 20% en physique, malgré des décennies d'actions en faveur de l'égalité. Ce déséquilibre persiste non seulement en termes quantitatifs, mais également dans la distribution des responsabilités et des postes à forte visibilité ou à haute responsabilité.

Ces inégalités ne relèvent pas de choix individuels isolés mais trouvent leurs racines dans des mécanismes structurels bien identifiés par les sciences sociales. L'effet du *plafond de verre* illustre la difficulté des femmes à accéder aux postes les plus élevés des carrières académiques, du fait de réseaux professionnels historiquement masculins, d'une moindre inclusion dans les circuits de décision et de financement, ainsi que d'une répartition sexuée des charges familiales. À cela s'ajoutent des normes de genre persistantes, qui assignent encore souvent aux hommes les compétences logiques ou analytiques, et aux femmes des qualités relationnelles, nourrissant un imaginaire collectif stéréotypé sur les aptitudes scientifiques [9].

Dans ce contexte, les parcours académiques des femmes sont marqués par un *effet de tuyau qui fuit* (ou effet de *leaky pipeline* en anglais) caractéristique : la parité est relativement atteinte au niveau des premières années d’enseignement supérieur (licence, master), mais les écarts se creusent progressivement au fil des étapes ultérieures, avec des décrochages nets dès le doctorat et une sous-représentation manifeste aux niveaux des postes permanents et des fonctions dirigeantes [4, 2].

Pour enrayer ces processus cumulatifs, plusieurs leviers institutionnels sont aujourd’hui mobilisés. D’abord, une meilleure collecte de données statistiques genrées permet d’objectiver l’évolution des déséquilibres et de concevoir des politiques publiques ciblées. Ensuite, des actions concrètes sont déployées autour de l’encadrement des carrières : rendre les promotions et évaluations transparentes, garantir des recrutements équitables et soutenir la parentalité scientifique sont devenus des priorités affichées dans de nombreuses institutions. Enfin, un travail essentiel est conduit sur la visibilité des femmes dans les sciences : rendre les modèles féminins plus présents dans l’espace académique participe à déconstruire les stéréotypes et à offrir des figures d’identification aux jeunes chercheuses.

Au niveau européen, des structures telles que la *European Platform of Women Scientists* (EPWS) [2] œuvrent à promouvoir une représentation équilibrée dans les processus de financement, d’évaluation et de gouvernance de la recherche. En France, le CNRS a récemment été récompensé par le *Prix européen de l’égalité* en 2024 [1], soulignant des avancées concrètes : ces cinq dernières années, la part des femmes dans les recrutements permanents y est passée de 34% à 42%, signe d’une dynamique institutionnelle en mouvement, mais qui reste à pérenniser.

4.2 Retour sur mon expérience personnelle au sein du laboratoire LTE

Au cours de mon stage au laboratoire Temps-Espace (LTE), j’ai pu observer de façon concrète ces problématiques d’égalité femmes-hommes, parfois plus nuancées que ne le laissent entrevoir les statistiques globales.

Dans l’équipe Ytterbium, bien que les posts avec le plus de responsabilités soient attribués à des hommes, la parité est aujourd’hui atteinte : deux chercheurs permanents hommes, accompagnés de deux doctorantes, un doctorant et une stagiaire arrivée en fin de stage. On peut conclure que, **au sein de l’équipe ytterbium, la parité homme-femme est bien respectée.**

Cependant, en élargissant légèrement le champ d’observation au niveau du groupe Fréquences Optiques (FOP), les déséquilibres deviennent plus manifestes. Sur quatre chercheurs permanents dans notre groupe, une seule est une femme, tandis qu’au niveau des ingénieur.e.s de recherche, on retrouve une femme pour deux postes. Aucun poste de post-doctorat féminin n’est actuellement occupé. Ce constat reflète un déséquilibre vertical : les femmes sont davantage présentes parmi les doctorant.e.s et dans les fonctions d’ingénierie, mais leur proportion

diminue à mesure que les responsabilités et les niveaux hiérarchiques augmentent.

Dans l'autre équipe de physique atomique du LTE, cette tendance se confirme, de façon même plus marquée. Parmi les chercheur.e.s permanent.e.s, il n'y a aucune femme, actuellement aucune doctorante ne fait partie de cette équipe et bien que plusieurs femmes soient présentes parmi les ingénieur.e.s et les technicien.s.nes, la sous-représentation reste importante dès que l'on observe les postes à responsabilité scientifique.

Au-delà de ces observations quantitatives, j'ai également pu apprécier l'existence de dispositifs concrets de sensibilisation et de prévention au sein du laboratoire. Ainsi, une cellule d'écoute dédiée est disponible pour toute personne victime de violences sexistes ou sexuelles (VSS), et des affiches de prévention sont régulièrement visibles dans les couloirs du laboratoire, rappelant les principes du consentement et les ressources existantes pour accompagner les victimes. Ces actions de prévention, bien que discrètes dans le quotidien de laboratoire, participent activement à maintenir un climat de travail sain, inclusif et vigilant.

Cette expérience m'a aussi montré que ces inégalités n'étaient pas toujours le fruit d'actes intentionnels, mais bien souvent le résultat de normes institutionnelles et historiques encore prégnantes. En l'absence de politiques actives et structurelles d'encadrement, la reproduction sociale des déséquilibres tend à se maintenir spontanément. Mais je tends à croire que les choses évoluent positivement : à mesure que le nombre de femmes doctorantes augment, la représentation féminine dans les postes clés du laboratoire et dans la recherche en général pourra également progresser. En effet, des chercheurs permanents m'ont indiqué que, il y a 20 ans, une seule doctorante travaillait au sein du laboratoire, alors qu'aujourd'hui un tiers des étudiant.e.s en thèses sont des femmes. Toutefois, cette évolution dépendra largement de notre capacité collective à ne pas laisser l'académisme, avec ses normes parfois excessivement complexes, renforcer les barrières existantes, et à combattre activement les préjugés et stéréotypes de genre encore trop présents. C'est seulement en conjuguant ces efforts que nous pourrons espérer construire un environnement de travail véritablement égalitaire, où chacun.e pourra s'épanouir pleinement, libre des discriminations passées.

Chapitre A

Annexes

Annexe A : Influence de l'insertion du cristal sur la géométrie de la cavité

Dans cette annexe, nous étudions en détail l'effet de l'insertion du cristal dans la cavité sur la géométrie et la stabilité de cette dernière. En effet, la présence du cristal de longueur l_c , d'indice de réfraction n_w , modifie effectivement la distance optique entre les miroirs, ce qui doit être pris en compte pour un calcul précis des paramètres de cavité.

Remplacement de la distance d_3 par une distance équivalente δ

Le cristal étant inséré sous incidence de Brewster, les rayons lumineux y pénètrent avec un angle α_B , défini par la condition :

$$\tan(\alpha_B) = n_w.$$

En appliquant les lois de Snell-Descartes, on obtient l'angle de réfraction r tel que :

$$\sin(r) = \frac{\sin(\alpha_B)}{n_w}.$$

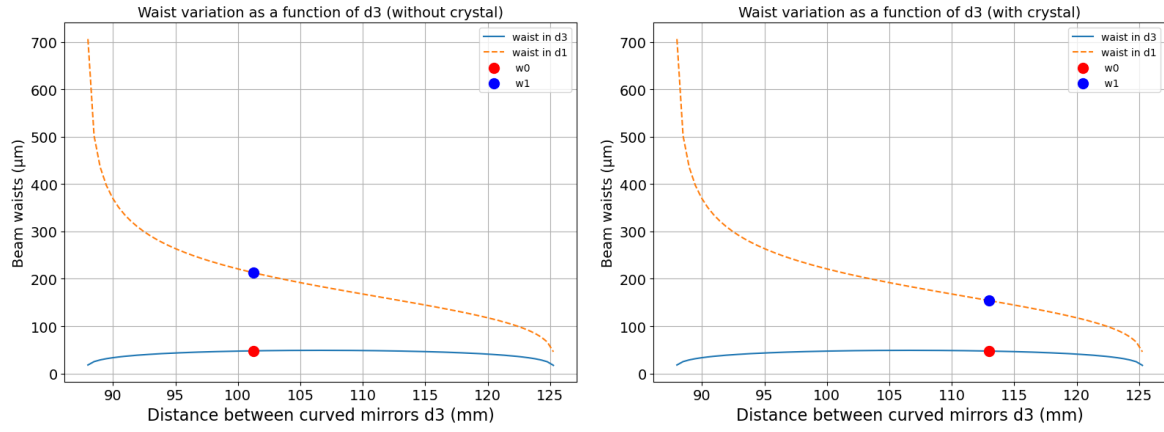
Le trajet optique dans le cristal est ainsi modifié par la longueur projetée du cristal sur l'axe optique. On peut alors définir une distance équivalente δ , qui remplace la distance géométrique d_3 , par :

$$\delta = d_3 + (n_w - 1) \frac{l_c}{\cos(r)},$$

où l_c est la longueur physique du cristal. Cette expression reflète l'idée que le cristal « allonge » optiquement la cavité, selon un facteur dépendant de son indice de réfraction et de l'angle de propagation dans le milieu.

Analyse comparative des deux scénarios

Sur la figure A.1, sont représentés deux cas de figure :



(a) Waists dans la cavité en conservant $d_3 = 113$ mm constant. (b) Waists dans la cavité en conservant les valeurs cibles de $\omega_0 = 48 \mu\text{m}$ et $\omega_1 = 213 \mu\text{m}$.

FIGURE A.1 – Comparaison des tailles de waist dans la cavité selon le choix de maintien de d_3 ou des waists.

- Dans le premier scénario (a), la distance $d_3 = 113$ mm est conservée, et l'on observe l'évolution des tailles de waist à l'intérieur du cristal et à l'opposé de celui-ci. On obtient notamment $\omega_0 = 47 \mu\text{m}$ et $\omega_1 = 154 \mu\text{m}$, ce qui reste compatible avec la zone de stabilité de la cavité.
- Dans le second scénario (b), on ajuste d_3 (et donc δ) de façon à conserver les tailles de waists initialement ciblées. Cela conduit à une valeur modifiée de $d_3 = 101$ mm, ce qui demeure dans une zone stable.

Annexe B : Puissance bleue générée pour différents scénarios de non-linéarité, sans adaptation dynamique

Dans cette étude numérique complémentaire, nous analysons la puissance bleue générée P_b en sortie de la cavité de doublage en fonction de la puissance incidente P_0 , pour différents scénarios de coefficient de non-linéarité Γ . Contrairement à l'optimisation dynamique abordée dans le corps du texte, ici, le coefficient de réflexion d'entrée R_1 est maintenu fixe pour chaque simulation, et seule la non-linéarité Γ est modifiée.

Modèle utilisé

La puissance intracavité P_c est déterminée numériquement comme solution de l'équation implicite suivante :

$$P_c = \frac{(1 - R_1)P_0}{\left(1 - \sqrt{R_1(1 - \alpha - \Gamma P_c)}\right)^2},$$

où :

- R_1 est le coefficient de réflexion d'entrée,
- $\alpha = 0.001$ représente les pertes linéaires internes de la cavité (0.1%),
- Γ est le coefficient de conversion non-linéaire du cristal, pris successivement égal à $6 \times 10^{-5} \text{ W}^{-1}$, $1 \times 10^{-5} \text{ W}^{-1}$ et $1.67 \times 10^{-6} \text{ W}^{-1}$,
- P_0 est la puissance injectée dans la cavité.

La puissance générée en sortie bleue est modélisée par :

$$P_b = \frac{\Gamma}{1.1} P_c^2,$$

où le facteur 1.1 prend en compte les pertes dans le chemin de détection.

Résultats et interprétation

La figure A.4 montre l'évolution de P_b en fonction de P_0 pour plusieurs valeurs fixes de R_1 , ainsi que la courbe correspondant à l'optimisation dynamique (c'est-à-dire le meilleur R_1 choisi pour chaque P_0).

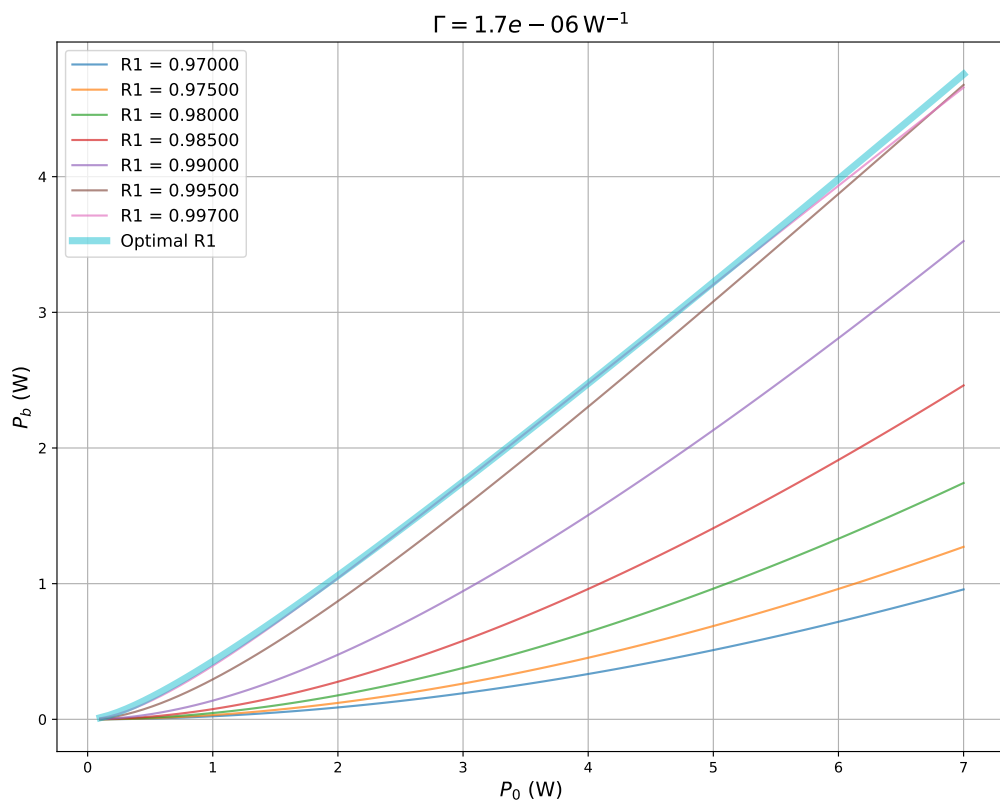


FIGURE A.2 – Évolution de la puissance bleue P_b en fonction de la puissance incidente P_0 , pour différents coefficients de réflexion R_1 , et $\Gamma = 1.7e - 06 W^{-1}$. L'optimisation dynamique de R_1 est indiquée en bleu transparent

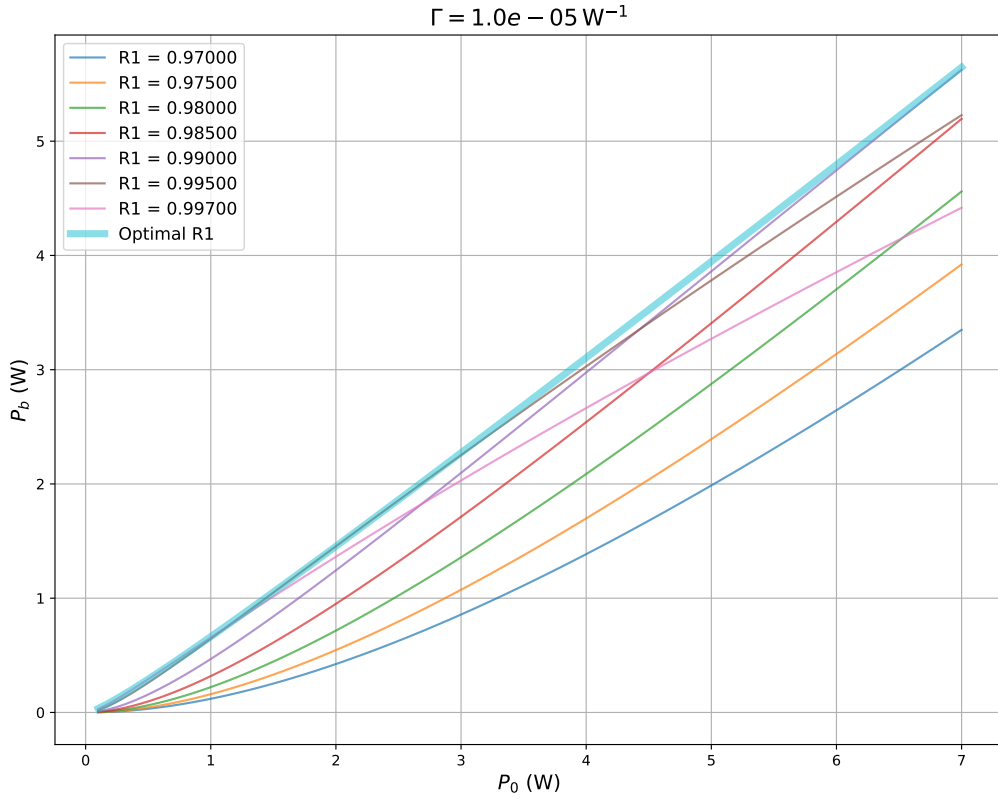


FIGURE A.3 – Évolution de la puissance bleue P_b en fonction de la puissance incidente P_0 , pour différents coefficients de réflexion R_1 , et $\Gamma = 1.0e - 05 W^{-1}$. L'optimisation dynamique de R_1 est indiquée en bleu transparent.

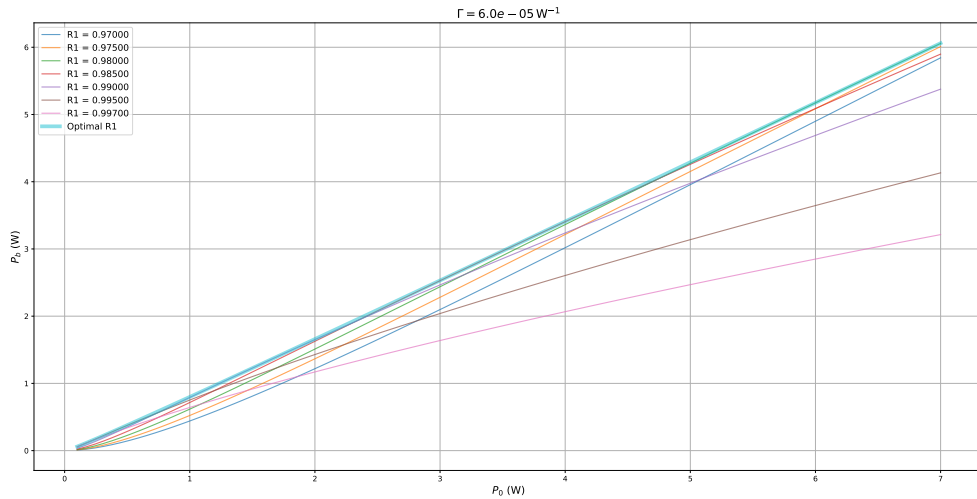


FIGURE A.4 – Évolution de la puissance bleue P_b en fonction de la puissance incidente P_0 , pour différents coefficients de réflexion R_1 , et $\Gamma = 6e - 05 W^{-1}$. L'optimisation dynamique de R_1 est indiquée en bleu transparent.

Chaque sous-graphe illustre le cas d'une non-linéarité donnée. On observe qu'à faible puissance incidente P_0 , ce sont les coefficients de réflexion les plus élevés (c'est-à-dire les couplages les plus faibles) qui maximisent la puissance bleue : la cavité, peu alimentée, bénéficie d'un facteur de finesse élevé et de faibles pertes, ce qui favorise l'accumulation de puissance intracavité.

En revanche, à mesure que P_0 augmente, les pertes non linéaires deviennent significatives. Les configurations initialement avantageuses deviennent alors trop peu couplées pour compenser ces pertes accrues. Ce sont alors les valeurs plus faibles de R_1 (donc plus couplantes) qui prennent le relais et deviennent optimales, assurant un meilleur apport d'énergie à la cavité et maintenant P_c à un niveau suffisant pour maximiser la conversion.

Ce basculement progressif d'une configuration à une autre se traduit par des courbes qui se croisent : chaque courbe atteint un maximum, puis décroît, tandis qu'une autre – mieux adaptée à la nouvelle valeur de P_0 – prend le dessus. La courbe noire représentant l'adaptation dynamique de R_1 suit ce comportement optimal à chaque point et reste au-dessus des autres, validant l'intérêt d'un ajustement continu du couplage pour maintenir un rendement maximal de conversion.

Cette analyse met en évidence l'importance du choix de R_1 pour chaque régime de fonctionnement, et montre qu'un ajustement dynamique – ou du moins un choix judicieux de R_1 en fonction de la puissance disponible – est essentiel pour tirer parti au mieux des propriétés du cristal non linéaire.

Bibliographie

- [1] CNRS. Le cnrs remporte le prix européen de l'égalité femmes-hommes 2024, 2024. Disponible sur : <https://www.cnrs.fr/fr/actualite/le-cnrs-remporte-le-prix-europeen-de-legalite-entre-les-hommes-et-les-femmes-en-cat>
- [2] European Platform of Women Scientists. Epws annual report 2024, 2024. lien du site : <https://epws.org/>.
- [3] François Hache. *Optique non linéaire*. EDP Sciences / CNRS Éditions, 2016.
- [4] Ana Maria et al. Jaramillo. Systematic comparison of gender inequality in scientific rankings. *Nature Human Behaviour*, 9 :1–8, 2025.
- [5] Warren Nagourney Justin Torgerson. *Tunable cavity coupling scheme using a wedged plate*. *Optics Communications*, 161 :264–266, 1999.
- [6] Sinda Mejri. *Horloge à réseau optique de mercure : Détermination de la longueur d'onde magique*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, 2010. Disponible sur : <https://theses.hal.science/tel-00806792>.
- [7] Warren Nagourney. *Quantum Electronics for Atomic Physics*. Oxford University Press, Seattle, WA, 2009.
- [8] Rodolphe Le Targat. *Horloge à réseau optique au Strontium : une deuxième génération d'horloges à atomes froids*. PhD thesis, Université de l'ÉDITE de Paris, 2009. Disponible sur : <https://theses.hal.science/pastel-00553253v1>.
- [9] UNESCO. G20 : Unesco calls for greater gender equality in science, 2023. Communiqué de presse disponible sur <https://www.unesco.org/en/articles/g20-unesco-calls-greater-gender-equality-science>.
- [10] UNESCO. Gender equality in science, technology and innovation : The global call to action, 2024. Disponible sur <https://www.unesco.org/en/science-technology-and-innovation/gender-equality>.
- [11] G.G. Gurzadyan V.G. Dimitrev and D.N. Nikogosyan. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer Series in Optical Sciences, 1999.
- [12] B. Wyncke and F. Bréhat. *Calculation of double-refraction walk-off angle along the phase-matching directions in non-linear biaxial crystals*. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 22 :1891–1898, 1989.