

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES

pour l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ
DE LIMOGES**

**Discipline : Électronique - Électrotechnique - Optique
Spécialité : Optique**

**CORRÉLATIONS TEMPORELLES ET SPATIALES,
STRUCTURATION SPECTRALE ET DISTORSIONS
THERMIQUES DANS L'ÉMISSION D'UN LASER
POMPÉ PAR DIODES**

par

Ludovic GROSSARD

Soutenu le 19 décembre 2000 devant la commission d'examen :

Rapporteurs

J. P. Huignard
H. Maillotte

Examineurs

J. P. Goure
A. Barthélémy
B. Colombeau
A. Desfarges-Berthelemot
C. Froehly

Table des matières

Introduction générale	5
Bibliographie	7
Chapitre 1 :	
Corrélations temporelles dans le rayonnement d'un laser biaxial	9
I Laser biaxial : verrouillage de phases par diffraction et contrôle par autocorrélation . . .	12
1) Structure du résonateur	12
2) Autocorrélation du champ laser	13
3) Résultats expérimentaux	15
4) Interprétation des résultats	17
5) Alternance des profils «sinus limité» et «cosinus limité»	21
II Propriétés de cohérence du rayonnement issu d'un laser YAG:Nd ³⁺ impulsif . . .	22
1) Description du résonateur	22
2) Résultats expérimentaux	23
Bibliographie	25
Chapitre 2 :	
Laser à trois miroirs applicable à la génération optique de microondes.	27
I Analyse spectrale de l'émission d'un laser YAG:Nd ³⁺ dont le milieu amplificateur est situé en bout de cavité	30
II Description du laser à trois miroirs	36
III Étude analytique du laser à trois miroirs et détermination numérique des fréquences émises	37
1) Notations utilisées	37
a) Amplitudes complexes des champs	37
b) Coefficients de réflexion et de transmission des miroirs pour les champs	38
c) Déphasages par propagation dans les sous-cavités	38
2) Réponse de la cavité à trois miroirs avec gain (en dessous du seuil laser) pour une onde incidente plane monochromatique	39
a) Relations entre les champs circulants	40
b) Coefficient de réflexion de la sous-cavité $M_2 - M_3$ contenant le milieu amplificateur	41
c) Réponse de la cavité à trois miroirs à une onde plane injectée, de champ E_i^1	42
3) Condition d'auto-oscillation en régime permanent	43
4) Équivalence entre la cavité à trois miroirs et une cavité dispersive à deux miroirs	44

a)	Cavité à deux miroirs équivalente au système à trois miroirs	45
b)	Démonstration de l'équivalence avec la condition d'oscillation (2.15)	46
5)	Calcul des fréquences laser - Émission d'un couple de fréquences d'écart Δf applicable à la génération optique de microondes	46
a)	Calcul du spectre de résonance de la cavité sans milieu amplificateur	47
b)	Calcul du gain nécessaire pour compenser les pertes introduites par les différents éléments du résonateur	49
c)	Détermination des fréquences de résonance du laser à trois miroirs	50
d)	Choix des réflectivités des miroirs	51
6)	Accordabilité de la fréquence de battement $\Delta f = f_2 - f_1$ par variation des longueurs L_1 et L_2 des sous-cavités	55
a)	Variation de Δf en fonction de L_2	55
b)	Variation de Δf en fonction de L_1	57
c)	Suppression des sauts de fréquence	58
IV	Résultats expérimentaux : laser à deux fréquences d'écart ajustable dans la gamme microonde	60
1)	Émission de deux fréquences par un laser pompé longitudinalement et ajustement très fin de la fréquence de battement	60
a)	Dispositif expérimental	61
b)	Visualisation en temps réel du nombre de raies dans le spectre	61
c)	Dispositif électronique d'analyse spectrale fine du rayonnement	64
d)	Écart fréquentiel Δf en fonction de la longueur L_2	64
e)	Largeur et stabilité de la raie de battement	65
2)	Émission par un laser pompé transversalement de deux fréquences d'écart Δf ajustable sur une plage de plusieurs dizaines de GHz	68
a)	Dispositif expérimental	68
b)	Écart fréquentiel Δf en fonction de la longueur L_1	69
V	Conclusion	70
	Bibliographie	73

Chapitre 3 :

Mesure des aberrations thermiques dans un laser en fonctionnement : cristal de $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$ pompé longitudinalement par diode. 75

I	Présentation du problème	78
1)	Choix du milieu amplificateur	78
2)	Description du laser	79
II	Mise en évidence des effets thermiques par comparaison des courbes de rendement	81
III	Méthode de mesure des aberrations	86
1)	Nécessité d'une sonde extérieure au laser	87
2)	Caractéristiques du faisceau sonde	89
a)	Qualités spatiales	89
b)	Propriétés spectrales	89
c)	Polarisation de la sonde	89
3)	Injection de la sonde dans le laser YVO_4	90
a)	Laser sonde en bout de cavité	90
b)	Injection à l'aide d'une lame dichroïque	91
c)	Mesure de type pompe-sonde non simultanée	91

4) Méthodes utilisables pour la détermination des défauts de phase acquis par le faisceau sonde à la traversée du milieu laser	93
IV Dispositif expérimental pour la mesure de l'éclairement du faisceau sonde dans différents plans	94
1) Structure du laser étudié	94
2) Description du laser sonde	95
3) Description du système d'analyse	97
a) Définition du plan de référence	97
b) Repérage des plans de mesure	99
c) Déclenchement des acquisitions	100
d) Réglage de l'injection du faisceau sonde	103
V Résultats expérimentaux : mesure des profils d'éclairement	104
1) Évolution temporelle des profils d'éclairement	104
2) Mesure des éclairements dans les trois plans	107
3) Influence de la polarisation du faisceau sonde	108
VI Reconstruction numérique du front d'onde du faisceau sonde	109
1) Choix de l'algorithme	110
a) Algorithme de Gerchberg-Saxton	110
b) Algorithme itératif reconstruisant l'onde à partir de l'éclairement mesuré dans trois plans	112
2) Validation de l'algorithme	114
a) Insuffisance de la connaissance de l'éclairement dans deux plans pour la détermination de la phase	114
b) Reconstruction de la phase en utilisant trois plans	115
c) Limites de l'algorithme	118
d) Validation de l'algorithme sur un profil de phase non parabolique	121
3) Détermination des distorsions subies par le front d'onde de la sonde dans le plan de référence (sortie du cristal de YVO_4)	121
a) Numérisation des profils	124
b) Détermination de la courbure intrinsèque du faisceau sonde	124
c) Détermination du profil de phase du faisceau sonde en présence d'effets thermiques dans le plan image	125
d) Décomposition du profil de phase en série de polynômes de Zernike	127
Bibliographie	134

Conclusion générale

137

Introduction générale

De nombreuses applications nécessitent la réalisation de sources laser de forte brillance, c'est-à-dire à la fois puissantes et spatialement unimodales. Les lasers solides pompés longitudinalement par diodes sont de bons candidats pour atteindre ces performances. En effet, ceux-ci présentent des rendements de conversion élevés liés à l'excellent recouvrement spatial et spectral entre le faisceau de pompage et le mode laser pour des puissances de pompage modérées, le filtrage volumique réalisé par le gain permettant en outre une sélection aisée du mode transverse fondamental. De tels lasers, «tout solides», sont également appréciés pour leur compacité et leur durée de vie élevée.

Cependant, la montée en puissance des sources de pompage s'accompagne de l'apparition d'effets thermiques importants au sein du milieu amplificateur. La conversion incomplète de l'énergie de pompage en lumière laser est à l'origine de l'élévation de température du cristal. L'énergie thermique déposée crée un gradient de température dans le cristal, qui induit à son tour un gradient d'indice. On observe alors une dégradation des qualités spatiales du rayonnement émis, ou une forte chute du rendement de conversion du laser si un fonctionnement sur le mode transverse fondamental est maintenu par un filtrage spatial intracavité. L'obtention de sources laser de forte puissance nécessite, si l'on souhaite une brillance élevée, soit de s'affranchir des effets thermiques, soit de les compenser par un système optique adapté. On peut s'affranchir des effets thermiques en soumettant plusieurs zones du milieu actif disposées en parallèle à une puissance de pompage assez faible pour limiter les aberrations thermiques. On sait aussi corriger les distorsions produites sur l'onde en utilisant des miroirs non-linéaires réalisant une opération de conjugaison de phase, ou encore en compensant les aberrations par un composant passif modulant le profil de phase intracavité.

Le fractionnement des zones de pompage a été expérimenté au laboratoire sur un laser YAG:Nd³⁺ continu pompé longitudinalement suivant quatre zones distinctes par des diodes laser de puissance modérée [1]. Après verrouillage des phases relatives des quatre ondes laser ainsi créées, celles-ci sont recombinaées de façon cohérente en un faisceau unique, unimodal et de puissance accrue.

La correction des aberrations peut être obtenue grâce à une opération de conjugaison de phase, dont le principe a été démontré expérimentalement en 1972 par Zel'dovich et al [2]. La conjugaison de phase exploite des interactions non-linéaires dans des matériaux dont l'indice, l'absorption ou le gain changent avec l'intensité lumineuse. Un effet de conjugaison de phase peut être obtenu par diffusion stimulée (Brillouin) ou par mélange à quatre ondes dégénérées [3, 4]. Ainsi, des architectures d'amplificateurs permettant le mélange de quatre ondes de même fréquence ont été expérimentés avec succès aussi bien en régime impulsionnel [4] qu'en régime continu [5]. Récemment, l'opération de mélange à quatre ondes a été réalisée au sein d'un oscillateur dont l'émission est impulsionnelle [6] ou continue [7]. On réalise de cette façon une autocompensation dynamique des distorsions thermiques.

Enfin, un autre procédé correctif consiste à annuler les distorsions du front d'onde grâce à un élément passif introduisant un déphasage dépendant des coordonnées transversales. Cet élément peut être une lame ou un des miroirs du résonateur qui réalise sur le profil d'onde une autocollimation dont l'effet est comparable aux opérations de conjugaison de phase qui viennent d'être évoquées. L'élément compensateur est calculé à partir de la détermination des distorsions thermiques pour une puissance de fonctionnement du laser déterminée, ce qui limite son utilisation à la correction d'aberrations stables au cours du temps. Dans ces conditions, ce procédé présente une relative simplicité de mise en œuvre par rapport aux procédés non-linéaires, et permet d'atteindre des rendements énergétiques élevés.

Le travail que nous présentons ici a participé aux études que notre groupe mène depuis plusieurs années sur le contrôle de l'émission de lasers solides pompés longitudinalement par diodes laser, afin d'analyser et de combattre les distorsions spatiales et spectrales induites par la forte concentration de puissance dans la zone de pompage, ces distorsions constituant un facteur limitatif sévère pour la brillance du faisceau.

Le premier chapitre est un prolongement, dans le domaine spectral, de l'étude menée au laboratoire [1] concernant le couplage et la recombinaison intracavité de rayonnements continus issus de différents volumes amplificateurs d'un cristal de YAG:Nd³⁺. Nous nous sommes intéressés aux caractéristiques spectrales et temporelles de la lumière émise par un laser bi-axial YAG:Nd³⁺. En introduisant une fente de largeur variable dans la cavité, nous mettons en évidence le rôle de la diffraction sur la structuration spectrale du rayonnement.

Le deuxième chapitre s'intègre dans une étude prospective visant à réaliser au sein même d'un résonateur des couplages d'ondes de fréquences différentes. L'objectif visé était l'amélioration du rendement de conversion d'un laser, en réalisant dans le milieu amplificateur une opération de conjugaison de phase sur un faisceau transportant un mélange de deux fréquences optiques.

Dans cette perspective, nous avons examiné le comportement d'une source laser émettant un

rayonnement composé de deux fréquences seulement dont l'écart est continûment ajustable. Ma contribution concerne l'étude analytique et numérique, puis la réalisation de cette source émettant en continu deux fréquences dont la différence est réglable. Le milieu amplificateur est un cristal de YAG:Nd³⁺ placé en bout de cavité et la structure du résonateur (cavité à trois miroirs) force l'oscillation sur un nombre limité de raies. Conçu dans la perspective du mélange intracavité de deux ondes de fréquences différentes (séparées de quelques dizaines de GHz), ce laser est par ailleurs une source intéressante pour la génération optique de microondes.

Le troisième chapitre aborde la métrologie fine des gradients d'indices d'origine thermique induits dans un laser YVO₄:Nd³⁺ en régime de fonctionnement continu. La mesure des aberrations d'origine thermique est une première étape en vue d'une correction ultérieure soit par une lame de phase insérée dans le résonateur, soit par déformation d'un des miroirs de fond de cavité. Le procédé consiste en l'injection d'un faisceau sonde de profil transversal gaussien au sein du milieu amplificateur, et en la mesure des distorsions de phase subies par ce faisceau après un aller et retour dans de cristal.

Bibliographie

- [1] S. Ménard, *Couplage et combinaison de lasers YAG/Nd pompés par diodes lasers : fonctionnement en régimes continu et pulsé à modes bloqués*, Thèse de doctorat, Université de Limoges (1997).
- [2] B. Y. Zel'dovich, V. I. Popovichev, V. I. Ragul'skii et F. S. Faizullov *Sov. Phys. JEPT*, **15**, pp. 109 (1972).
- [3] H. J. Eichler, P. Günter et D. W. Pohl, *Laser induced dynamic gratings*, Springer-Verlag, Berlin (1986).
- [4] A. Brignon, *Mélanges d'ondes et interactions non-linéaires dans le milieu laser*, Thèse de doctorat, Université de Paris-sud (1996).
- [5] S. Mailis, J. Hendricks, D. P. Shepherd, A. C. Tropper, N. Moore, R. W. Eason, G. J. Crofts, M. Trew et J. Damzen, "High-phase-conjugate reflectivity (>800%) obtained by degenerate four-wave mixing in a continuous-wave diode-side-pumped Nd:YVO₄ amplifier," *Optics Letters*, **24**, no. 14, pp. 972–974 (1999).
- [6] P. Sillard, A. Brignon et J. P. Huignard, "Gain-grating analysis of a self-starting self-pumped phase-conjugate Nd:YAG loop resonator," *IEEE journal of quantum electronics*, **34**, no. 3, pp. 465–472 (1998).

- [7] A. Brignon, L. Loiseau, C. Larat, J. P. Huignard et J. P. Pocholle, "Phase conjugation in a continuous-wave diode-pumped Nd:YVO₄ laser," *Applied Physics B*, **19**, no. 2, pp. 159–162 (1999).

CORRÉLATIONS TEMPORELLES DANS LE RAYONNEMENT D'UN LASER BIAXIAL

Introduction

L'augmentation de la brillance des lasers pompés par diodes est limitée par les forts gradients thermiques résultant de la conversion incomplète de l'énergie de pompage en rayonnement laser.

Parmi les différentes méthodes utilisées pour combattre ces effets, l'addition cohérente de plusieurs faisceaux laser issus d'autant de milieux amplificateurs pompés modérément a été expérimentée avec succès. La recombinaison en un faisceau unique puissant nécessite la maîtrise des phases relatives des différents rayonnements. L'opération de mise en phase peut être réalisée de différentes façons : par ondes évanescentes [1], grâce à un kinoform intracavité [2], par diffraction dans une cavité externe [3, 4] ou par diffraction au sein d'un même résonateur [5, 6].

Cette dernière technique, développée au laboratoire, consiste à coupler N faisceaux laser dans une architecture de cavité pour laquelle la lumière provient de N volumes distincts d'axes parallèles (laser à N axes). La mise en phase est assurée par un élément diffractant introduit dans la zone où les N faisceaux laser se superposent. À ce jour, les différents auteurs ayant pratiqué cette forme de couplage se sont intéressés aux aspects spatiaux de la mise en phase de ces N faisceaux.

Nous nous proposons dans ce chapitre de montrer comment on peut, par diffractions internes au résonateur, agir sur les caractéristiques spectrales et temporelles de la lumière émise par un laser à deux axes. Nous considérons pour cela un laser comportant deux zones de gain distinctes. Une fente diffractante de largeur variable est introduite dans le résonateur. Cette fente reçoit le rayonnement provenant de chaque zone de gain et le renvoie, par diffraction, à la fois vers l'une et l'autre de ces zones. On peut ainsi établir de nouvelles corrélations sur le rayonnement émis à des instants différents par le laser.

Nous étudions ces corrélations, pour diverses largeurs de la fente, en régime de fonctionnement continu. Pour ce type d'émission, on ne peut accéder qu'aux propriétés statistiques du rayonnement. Ainsi, nous cherchons, pour différentes largeurs de la fente diffractante, la périodicité de la fonction d'autocorrélation mesurée au moyen d'un interféromètre à deux ondes.

En régime impulsionnel, on peut, à l'aide d'une caméra à balayage de fente, mesurer le comportement spatio-temporel de l'émission, et non plus seulement des grandeurs statistiques obtenues par intégration dans le temps. Nous rapportons les résultats d'une expérience réalisée antérieurement au laboratoire en régime impulsionnel relaxé, afin de conforter et compléter les comportements observés en régime continu.

I Laser biaxial : verrouillage de phases par diffraction et contrôle par autocorrélation

Nous décrivons tout d'abord la structure du résonateur et le montage utilisé pour effectuer l'auto-corrélation du champ laser. Nous étudions ensuite l'influence de la largeur d'une fente placée dans la cavité sur les caractéristiques du module de la fonction d'autocorrélation du champ.

1) Structure du résonateur

Le schéma du résonateur est représenté sur la figure 1.1.

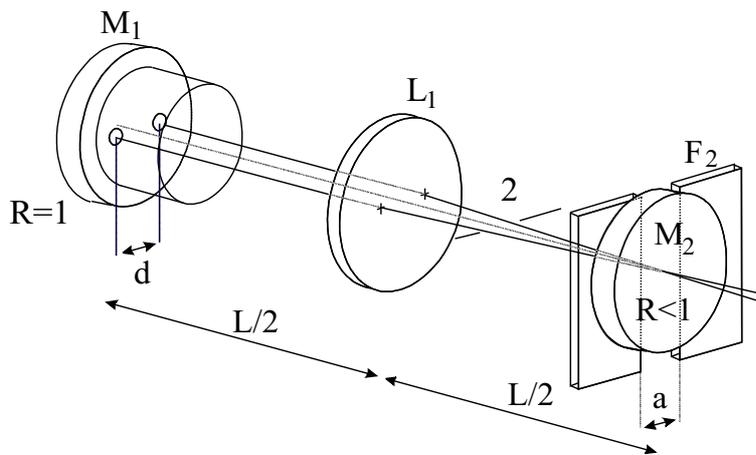


FIG. 1.1: laser biaxial d'émission continu. Le résonateur à transformée de Fourier est équipé d'une fente diffractante F_2 (de largeur ajustable a)

La cavité à transformée de Fourier de longueur L est composée d'une lentille L_1 de longueur focale $f = L/2 = 0,5 \text{ m}$ et de deux miroirs plans M_1 et M_2 placés dans les plans focaux de la lentille. Le milieu à gain est un cristal de YAG dopé aux ions néodymes à 1,1 % (en atomes). La face avant (côté lentille) est traitée antireflet à 1064 nm et taillée à deux degrés pour éviter toute oscillation laser entre les faces du cristal. La face arrière du cristal est de réflectivité maximale à 1064 nm, jouant ainsi le rôle du miroir M_1 . Le cristal est pompé par deux diodes laser fibrées d'émission continue à 808 nm. Le diamètre du coeur de ces fibres est égal à $150 \mu\text{m}$ et l'ouverture numérique vaut 0,14. Les faisceaux émergeant de ces fibres illuminent directement le cristal de YAG à travers le miroir M_1 . Ce dernier est traité antireflet à 808 nm pour optimiser l'efficacité de pompage. L'inversion de population a lieu dans deux volumes séparés dans le milieu amplificateur. Les axes de ces volumes sont parallèles et suffisamment éloignés ($d \approx 1,6 \text{ mm}$) pour éviter tout couplage par proximité dû à la superposition partielle des faisceaux laser. Dans chacun des volumes pompés, le faisceau laser a un diamètre et une divergence correspondant à un gain maximum. Les faisceaux de pompage induisent des distorsions thermiques sur les ondes laser, mais les puissances de pompage sont relativement

faibles (2 W), et ces distorsions peuvent être annulées simplement par translation de la lentille L_1 .

Ainsi, deux faisceaux TEM_{00} sont spontanément générés sans avoir à insérer un filtre supplémentaire dans le résonateur. Nous avons placé contre le miroir M_2 une fente F_2 dont la largeur a est ajustable autour de 3 mm. Le diamètre du faisceau au niveau du miroir M_2 étant égal à 2 mm (mesuré à $1/e$ en champ), la fente ne modifie quasiment pas le profil gaussien du faisceau dans ce plan. Les grands côtés de la fente sont orthogonaux au plan contenant les axes des faisceaux de pompage.

L'onde laser émise à travers le miroir M_2 est composée de la superposition de deux fronts d'onde avec des directions de propagation distinctes, et correspondant aux deux faisceaux voyageant dans des directions opposées dans le résonateur. Pour différentes largeurs a de la fente, les propriétés statistiques de l'un de ces deux faisceaux sont étudiées en utilisant l'autocorrélateur décrit ci-après.

2) Autocorrélation du champ laser

L'autocorrélateur est représenté sur la figure 1.2.

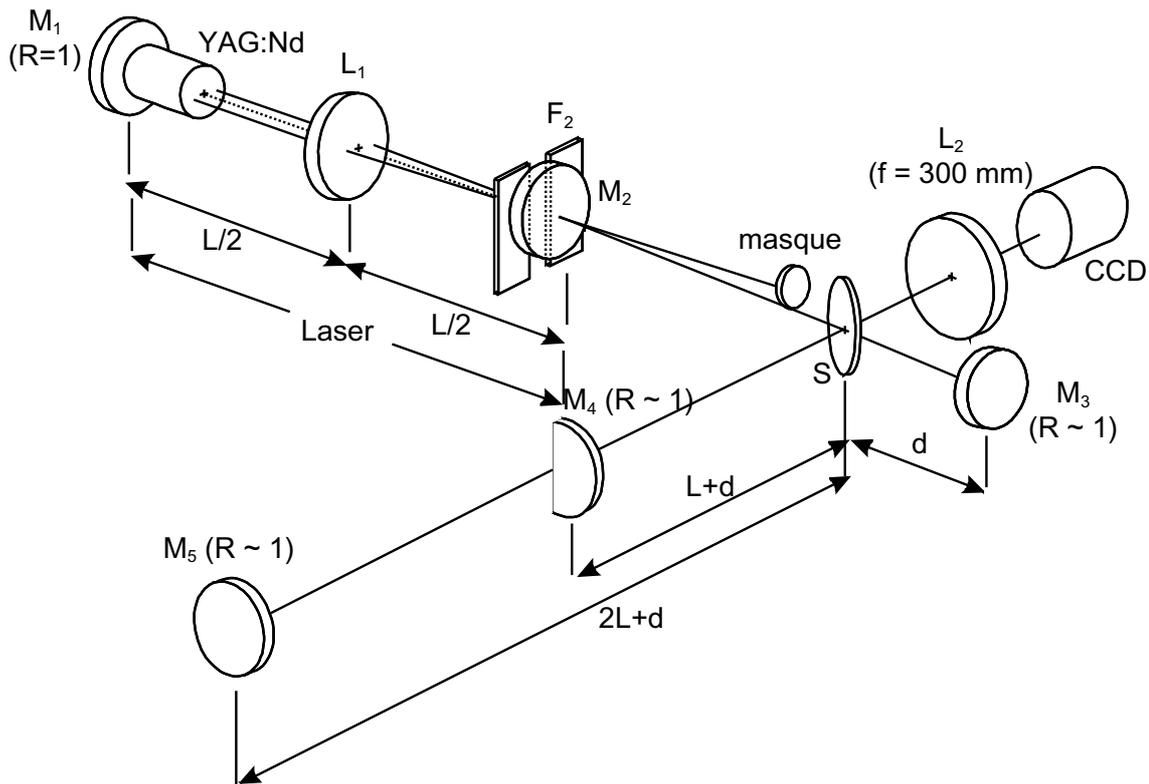


FIG. 1.2: Schéma de l'autocorrélateur utilisé pour analyser les propriétés statistiques du rayonnement continu émis par le laser.

La séparatrice S et les miroirs M_3 ($R \approx 1$) et M_4 ($R \approx 1$) forment un interféromètre de Michelson. Le miroir M_4 ne réfléchit que la moitié du champ. L'interféromètre est réglé de façon à former un système de franges d'interférence rectilignes et équidistantes. L'ordre d'interférence varie autour de

$2L/\lambda_0$ où L est la longueur optique de la cavité (environ 1 m) et λ_0 est la longueur d'onde moyenne du rayonnement laser ($\lambda_0 = 1064$ nm). Un miroir supplémentaire M_5 , parallèle et identique à M_4 , est placé à une distance L derrière M_4 . On obtient ainsi un nouveau système de franges d'interférence. Ces franges sont rectilignes, parallèles aux franges précédentes, et présentent une périodicité identique si M_4 et M_5 sont parallèles, mais avec un ordre d'interférence variant autour de $4L/\lambda_0$. Les deux systèmes de franges obtenus respectivement avec les miroirs M_4 et M_5 sont juxtaposés sur la matrice d'une caméra CCD, et enregistrés simultanément.

Pour chacun des interférogrammes, l'éclairement E , mesuré le long d'un axe perpendiculaire aux franges, s'exprime en fonction du degré de cohérence complexe $g(t')$ par la relation [7] :

$$E = E_0 [1 + Re(g(t'))]$$

où

E_0 est une constante ;

t' est le retard introduit entre les deux champs qui interfèrent (autour de $2L/c$ ou $4L/c$) ;

$Re(g)$ est la partie réelle du degré de cohérence g .

La fonction $g(t')$ est proportionnelle à la fonction d'autocorrélation $G(t')$ du champ laser $U(t)$ définie par :

$$G(t') = \int_{-\infty}^{+\infty} U^*(t)U(t+t') dt$$

où $U^*(t)$ est le complexe conjugué de $U(t)$.

La visibilité des franges est définie par $V = (E_{max} - E_{min})/(E_{max} + E_{min})$. La fonction d'autocorrélation $G(t')$ du rayonnement est complexe en supposant que la répartition spectrale de ce rayonnement ne présente pas de symétrie autour de la fréquence centrale ν_0 . On écrira :

$$G(t') = |G(t')| \exp j[2\pi\nu_0 t' + \alpha(t')]$$

avec $\alpha(t') = -\alpha(-t')$. Suivant cette écriture, la valeur maximale de l'éclairement est :

$$E_{max} = E_0(1 + |G(t')|)$$

tandis que la valeur minimale est :

$$E_{min} = E_0(1 - |G(t')|)$$

La visibilité est donc proportionnelle au module de la fonction d'autocorrélation $G(t')$.

Les franges obtenues avec M_4 et M_3 donnent $|G_\tau(t')|$ tandis que celles obtenues avec M_5 et M_3 donnent accès à $|G_{2\tau}(t')|$ avec $\tau = 2L/c$. $G_\tau(t')$ est la fonction d'autocorrélation pour le retard t' variant autour de τ .

En considérant un des deux faisceaux émis par le laser, nous pouvons mesurer, en utilisant cet autocorrélateur, la période du module de la fonction d'autocorrélation du champ optique. En faisant varier la largeur de la fente F_2 placée dans le résonateur, nous allons montrer que cette période est égale soit à $2L/c$ soit à $4L/c$, pour une valeur donnée de la longueur de cavité L .

3) Résultats expérimentaux

Les directions de propagation des deux ondes incidentes sur le miroir M_2 font un angle égal à $2\theta = 3,14 \cdot 10^{-3}$ rad. Ces ondes peuvent interférer sur M_2 , et la distance entre deux franges consécutives est donnée par la relation $p = \lambda_0/2\theta = 0,34$ mm. En fonction de la largeur a et de la position du centre de la fente F_2 dans le plan du miroir M_2 , la frange centrale est soit :

- brillante : le profil transversal est alors appelé «profil cosinus limité» ;
- sombre : le profil transversal est alors appelé «profil sinus limité».

Pour plusieurs largeurs a , nous avons observé l'éclairement dans le plan de la fente F_2 ainsi que les deux interférogrammes donnés par l'autocorrélateur.

La figure 1.3.A est un enregistrement du profil «cosinus limité», tandis que la figure 1.3.α montre les deux systèmes de franges obtenus à l'aide de l'autocorrélateur, pour les retards τ et 2τ . Puisque le contraste des figures d'interférence obtenues pour τ et 2τ est maximal, nous pouvons en déduire que le module de la fonction d'autocorrélation présente une composante périodique de périodicité τ .

Si nous faisons varier la largeur de la fente F_2 d'une quantité Δa inférieure à $\lambda_0/2\theta$, nous observons que l'éclairement dans le plan de sortie du laser contenant la fente F_2 reste modulé par un système de franges à deux ondes parfaitement stable et de contraste élevé. Lorsque Δa est augmenté, on note un changement brusque de la figure d'interférence dans le plan contenant la fente F_2 vers une nouvelle distribution de profil de type «sinus limité», de même période p (figure 1.3.B). Ces franges restent stables et de contraste élevé tant que la variation supplémentaire Δa de la largeur de la fente ne dépasse pas $\lambda_0/2\theta$.

À partir de l'interférogramme donné par l'autocorrélateur (figure 1.3.β), nous en déduisons que le module de la fonction d'autocorrélation du champ optique présente toujours une périodicité égale à τ . Si la largeur a de la fente est modifiée de façon continue, en maintenant constants les autres paramètres, on observe alternativement le profil «cosinus limité» et le profil «sinus limité».

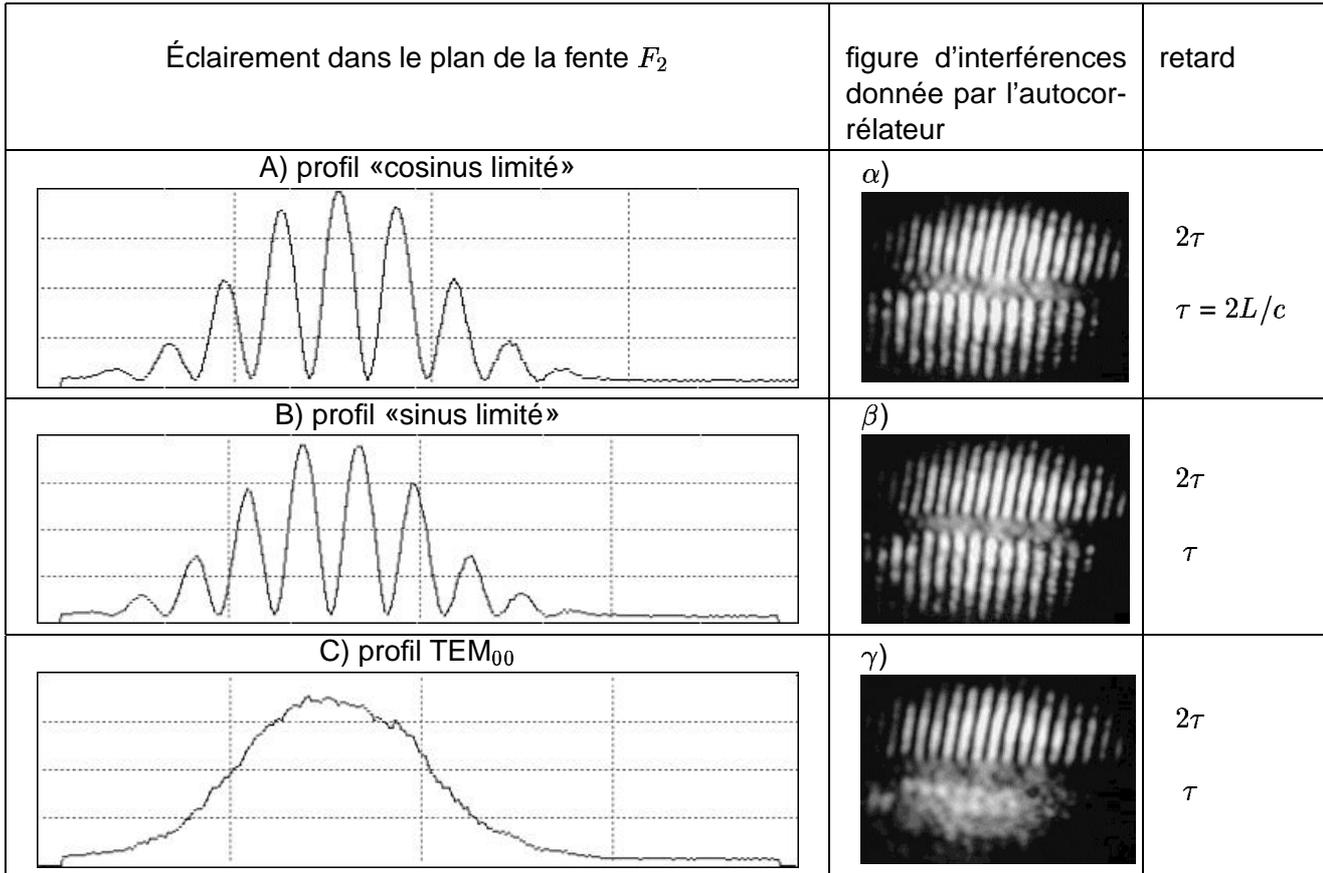


FIG. 1.3: Éclairements dans le plan de la fente F_2 et figures d'interférence correspondantes données par l'autocorrélateur pour des retards égaux à $\tau = 2L/c$ et 2τ , L étant la distance séparant les miroirs du laser.

Il est relativement difficile, mais néanmoins possible de donner à la fente F_2 une largeur telle que les probabilités d'existence des deux profils soient identiques. Ainsi, à la place du système de franges, on observe dans le plan de la fente F_2 un éclairement caractéristique du mode transverse fondamental TEM₀₀ (figure 1.3.C). Pour cette largeur de fente, le corrélateur ne donne plus de franges pour le retard τ . Cependant, nous observons toujours des franges très contrastées pour le retard 2τ (figure 1.3.γ). Nous en concluons que le module de la fonction d'autocorrélation présente une périodicité égale à 2τ au lieu de τ dans les deux cas précédents (profils «sinus limités» et «cosinus limité»).

Les résultats ci-dessus ont seulement montré l'existence de périodicités égales à τ ou 2τ du module de la fonction d'autocorrélation car les miroirs de l'autocorrélateur sont fixes. En tradant le miroir M_4 le long de l'axe du corrélateur, nous avons observé des franges très contrastées tous les 15 mm environ, correspondant à une périodicité temporelle égale à 0,1 ns. Une analyse spectroscopique du rayonnement laser a confirmé l'existence d'une modulation spectrale quasi périodique, la période étant approximativement égale à 10 GHz (figure 1.4). Le nombre de ces raies laser dépend

de la puissance de pompage. Ce type d'émission peut être attribué à des effets spatiaux liés au gain (spatial hole burning [8]) dus à la position du milieu amplificateur contre le miroir M_1 . Le «spatial hole burning» consiste en une modulation périodique du gain : les maxima de l'onde stationnaire dépeuplent le niveau excité tandis que les minima ne participent pas à l'émission laser. Supposons qu'une seule fréquence laser est émise (près du seuil). Il s'établit dans le milieu amplificateur une onde stationnaire de fort contraste. Les maxima de cette onde dépeuplent le niveau excité par émission stimulée tandis que l'inversion de population reste inchangée au niveau des minima. Le réseau de gain résiduel est disponible pour amplifier une nouvelle onde stationnaire. La fréquence de cette deuxième onde doit être différente afin d'assurer un recouvrement optimal entre le profil de gain et le profil d'intensité stationnaire tout en respectant la condition de résonance.

Étant donné que ces effets ne dépendent pas de la présence de la fente F_2 dans le résonateur, nous ne les avons pas pris en considération. Nous nous sommes seulement assurés que le laser fonctionnait bien au dessus du seuil d'oscillation de telle sorte que plusieurs raies de la bande de gain du YAG:Nd³⁺ soient émises. En effet, avec une seule raie, le module de la fonction d'autocorrélation $G(t')$ est sensiblement constant.

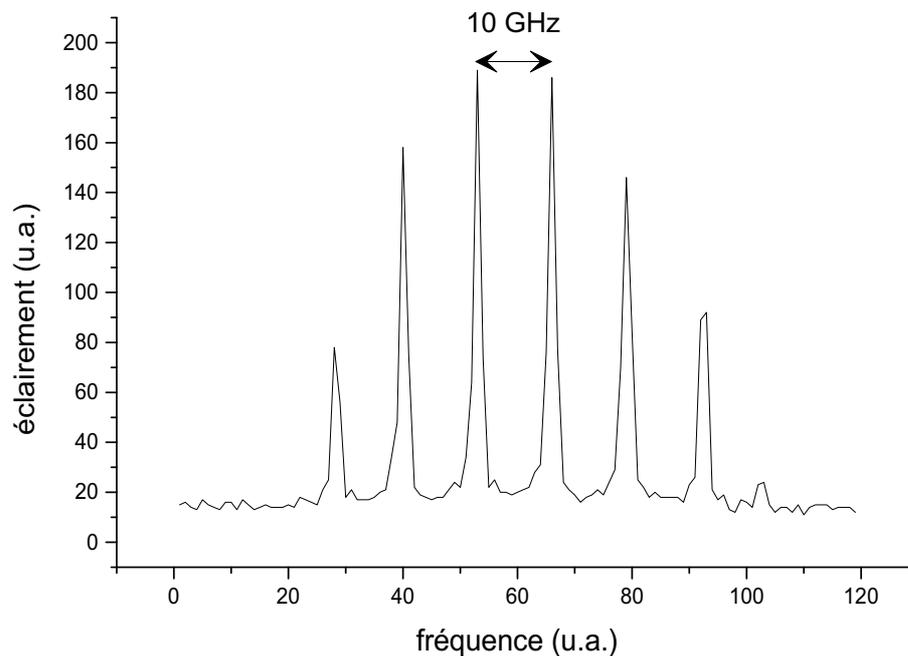


FIG. 1.4: Modulation spectrale due aux effets spatiaux dans le cristal.

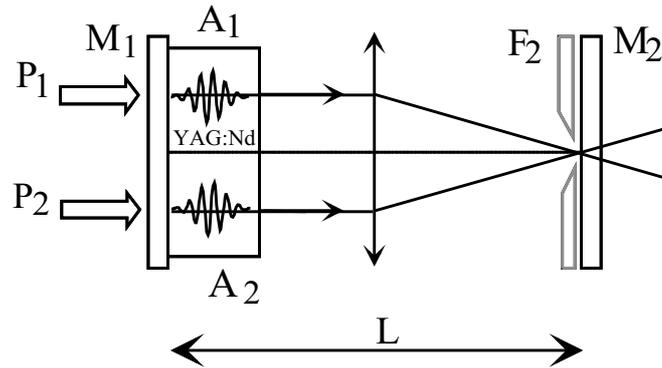
4) Interprétation des résultats

Nous proposons dans la suite une interprétation qualitative du rôle joué par la fente F_2 lors du processus transitoire menant à la synchronisation des deux faisceaux incidents sur le coupleur de

sortie M_2 .

Considérons, lors du régime transitoire, deux ondes issues de chacun des deux volumes pompés P_1 et P_2 . Ces ondes résultent de l'émission spontanée et leur durée Δt est telle que $\Delta t \cdot \Delta f \approx 1$ où Δf est la largeur de bande fréquentielle du milieu amplificateur (≈ 120 GHz). A_1 et A_2 sont les amplitudes complexes des deux ondes dans P_1 et P_2 à l'instant $t = 0$ (figure 1.5.a).

a) $t = 0$



b) $t = 2L/c$

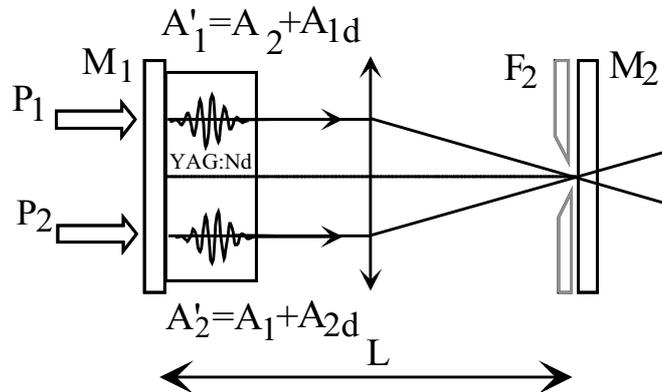


FIG. 1.5: Construction cohérente du champ laser transitoire par diffraction à travers la fente F_2 : après un aller et retour ($t = 2L/c$) dans le résonateur, l'amplitude du champ complexe A_1 (resp. A_2) devient A'_2 (resp. A'_1); A_{1d} (resp. A_{2d}) est le champ lointain diffracté par la fente F_2 recevant A_1 (resp. A_2).

Pour simplifier, nous supposons que le centre de la fente se situe exactement à mi-chemin de la distance optique parcourue par la lumière partant du miroir M_1 et revenant sur ce même miroir. La largeur de bande fréquentielle étant faible, la diffraction à travers la fente F_2 est identique à la diffraction d'une onde monochromatique de longueur d'onde λ_0 .

Après un aller et retour dans la cavité, incluant la réflexion sur le miroir M_2 dont la surface est limitée par la fente F_2 , les amplitudes complexes A_1 et A_2 deviennent respectivement A'_1 et A'_2

(figure 1.5.b). À une constante près, A'_1 et A'_2 sont données par :

$$A'_1 = A_2 + A_{1d}$$

$$A'_2 = A_1 + A_{2d}$$

Le signal diffracté en champ lointain par la fente F_2 recevant l'onde A_1 est donné par la relation :

$$A_{1d} = A_1 \frac{\sin(\pi a \theta / \lambda_0)}{\pi a \theta / \lambda_0}$$

2θ étant l'angle entre les deux faisceaux incidents sur M_2 et a la largeur de la fente F_2 . De la même manière, le signal diffracté par F_2 recevant l'onde A_2 est donné par :

$$A_{2d} = A_2 \frac{\sin(\pi a \theta / \lambda_0)}{\pi a \theta / \lambda_0}$$

Le verrouillage des phases des deux ondes incidentes sur le miroir M_1 peut être attribué à un processus itératif. La figure 1.6 illustre de façon simple une des étapes de ce processus. Considérons dans un premier temps l'établissement du profil de type «cosinus limité». Chaque zone active se situe sur un lobe secondaire positif de la figure de diffraction centrée sur l'autre zone. Les diverses ondes étant supposées quasi monochromatiques, nous traçons les vecteurs de Fresnel correspondants à A_1 , A_2 , A_{1d} , A_{2d} pour une largeur de fente telle que les ondes A_1 et A_{1d} d'une part, puis A_2 et A_{2d} d'autre part soient en phase (figure 1.6.a).

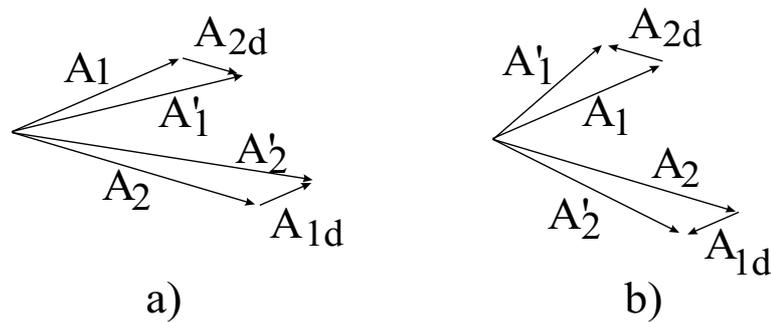


FIG. 1.6: Vecteurs de Fresnel montrant la construction des champs laser. (a) A_1 (resp. A_2) et A_{1d} (resp. A_{2d}) sont en phase ; les vecteurs résultants montrent que la différence de phase entre A'_1 et A'_2 est inférieure à celle entre A_1 et A_2 . (b) le déphasage entre A_1 (resp. A_2) et A_{1d} (resp. A_{2d}) est égal à π ; les vecteurs résultants montrent que la différence de phase entre A'_1 et A'_2 est supérieure à celle entre A_1 et A_2

Après un aller et retour dans la cavité, le déphasage entre A'_1 et A'_2 est plus petit que celui

entre A_1 et A_2 . Par conséquent, après quelques aller et retours entre les miroirs M_1 et M_2 , les deux champs laser incidents sur M_2 ont des amplitudes et des phases identiques au centre de la fente F_2 . Les champs optiques $U_+(t)$ émis à travers F_2 sur l'une et l'autre des deux directions d'émergence sont en phase sur l'axe du laser. On en déduit que le champ qui circule à l'intérieur de la cavité a une phase identique à des instants séparés du temps $\tau = 2L/c$ mis par la lumière pour faire un aller et retour entre M_1 et M_2 soit :

$$U_+(t + \tau) = U_+(t)$$

Cette périodicité entraîne la propriété suivante pour la fonction d'autocorrélation de ce champ :

$$G_\tau(t') = G_{2\tau}(t')$$

Ceci explique l'existence des franges d'interférence très contrastées observées pour les deux retards τ et 2τ , tandis que l'éclairement dans le plan de la fente F_2 est de type «cosinus limité».

Considérons maintenant l'établissement du profil de type «sinus limité». Chaque zone active se situe sur un lobe secondaire négatif de la figure de diffraction centrée sur l'autre zone. Lorsque la largeur de la fente F_2 est telle que A_{1d} et A_1 d'une part, A_{2d} et A_2 d'autre part sont en opposition de phase (figure 1.6.b), la différence de phase entre A'_1 et A'_2 est plus grande qu'entre A_1 et A_2 .

Après quelques allers et retours dans le résonateur, les vibrations ont la même amplitude et une différence de phase égale à π au centre de la fente F_2 . Lorsque le champ est établi, l'éclairement dans le plan de la fente est du type «sinus limité». Le nouveau champ U_- sur l'axe du laser vérifie la relation suivante :

$$U_-(t + \tau) = -U_-(t)$$

De façon similaire, pour la fonction d'autocorrélation du champ laser U_- , on obtient :

$$G_\tau(t') = -G_{2\tau}(t')$$

Étant donné que $|G_\tau(t')| = |G_{2\tau}(t')|$, les deux figures d'interférences données par l'autocorrélateur pour les retards τ et 2τ ont toujours des visibilités identiques, mais avec des éclaircissements proportionnels à $1 + Re(g(t'))$ pour $t' \approx 2\tau$ et $1 - Re(g(t'))$ pour $t' \approx \tau$.

À partir de ce résultat, nous pouvons conclure que les fonctions d'autocorrélation du champ optique obtenues pour les profils «sinus limité» et «cosinus limité» n'ont pas la même périodicité et qu'il existe un décalage d'une frange entre les deux interférogrammes donnés par l'autocorrélateur pour les retards τ et 2τ . Il n'est pas facile d'observer ce décalage (figure 1.3. α et 1.3. β) car la périodicité des franges n'est pas la même (M_4 et M_5 n'étaient pas rigoureusement parallèles).

Choisissons la largeur a de la fente de façon à faire disparaître les signaux A_{1d} et A_{2d} diffractés sur les axes des volumes pompés. Ceci est possible en donnant à la largeur a exactement la valeur $m\lambda_0/\theta$, avec m entier. Le miroir M_2 ne fait que réfléchir les deux faisceaux incidents sans ajouter de signaux de synchronisation par diffraction. En effet, chacune des zones pompées est situées dans un minimum nul de la figure de diffraction qui a son maximum sur l'autre zone, comme le montre la figure 1.7.

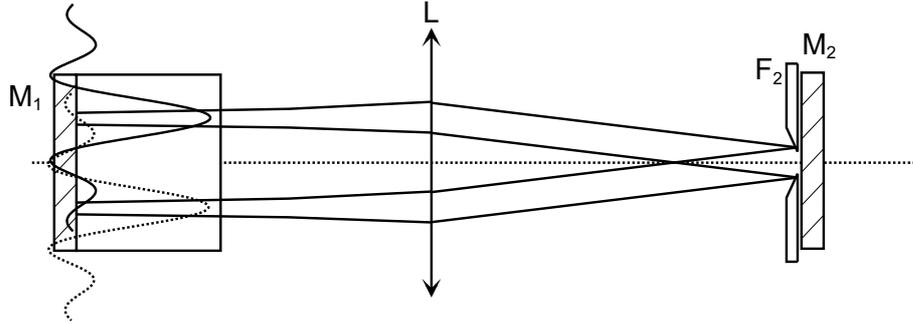


FIG. 1.7: En l'absence de signaux de synchronisation par diffraction, chaque zone pompée est située dans un minimum nul de la figure de diffraction qui a son maximum sur l'autre zone.

Si nous négligeons l'émission spontanée, nous pouvons alors attribuer à chacun des deux faisceaux émergeant de M_2 un profil temporel périodique de période égale à 2τ . Nous rappelons que $\tau = 2L/c$ est la durée d'un aller et retour dans le résonateur. Pour le retard τ , la visibilité des franges est proportionnelle à la fonction d'autocorrélation :

$$G_\tau(t') = \int_{-\infty}^{+\infty} U^*(t).U(t + t') dt$$

Cette intégrale est égale à zéro car le temps de corrélation du rayonnement, de l'ordre de quelques dizaines de picosecondes (égal à l'inverse de la largeur de bande d'émission laser), est bien plus court que la périodicité $2\tau = 13 \text{ ns}$ du champ laser. Ceci explique d'une part l'absence de franges dans le plan de la fente F_2 comme le montre la figure 1.3.C, et d'autre part la valeur nulle de la fonction d'autocorrélation pour un retard τ (figure 1.3.γ).

5) Alternance des profils «sinus limité» et «cosinus limité»

En modifiant de façon continue la largeur de la fente a tout en maintenant les autres paramètres constants, le profil d'éclairement dans le plan du miroir M_2 passe alternativement du profil «cosinus limité» au profil «sinus limité». Deux sauts de profil consécutifs sont obtenus pour une variation Δa

de la largeur de la fente telle que $a = m\lambda_0/\theta$ et $a + \Delta a = (m + 1)\lambda_0/\theta$ avec m entier et $\theta = d/f$ d'où :

$$\Delta a = \frac{\lambda_0 f}{d} \quad (1.1)$$

Pour plusieurs valeurs de la distance d séparant les diodes laser de pompage dans le plan du miroir M_1 , nous avons modifié de façon continue la largeur a de la fente et vérifié expérimentalement la dépendance de Δa en fonction de d (relation 1.1).

Notons que la disparition des franges est due à l'addition d'éclairements sur la matrice de la caméra CCD pendant toute la durée nécessaire à l'enregistrement d'une image. En réalité, il existe des franges transitoires. Leur mise en évidence expérimentale nécessiterait un dispositif d'analyse temporelle et spatiale dont le temps de réponse serait plus court que l'inverse de la largeur de bande fréquentielle mise en jeu dans le processus laser. Pour le régime continu et des puissances peu élevées, cette analyse ne peut pas être effectuée à cause du nombre insuffisant de photons intégré pendant une durée aussi brève.

C'est pourquoi il nous a paru intéressant à titre de comparaison de rapporter ci-après des résultats obtenus par Vincent Kermène en 1992 avec un résonateur similaire à celui représenté sur la figure 1.1 et avec un pompage par flashes. Avec un tel laser, le nombre de photons par degré de liberté est suffisant pour effectuer un enregistrement à l'aide d'une caméra à balayage de fente.

II Propriétés de cohérence du rayonnement issu d'un laser YAG:Nd³⁺ impulsif

Nous nous intéressons ci-après au comportement temporel du champ de franges à la sortie du laser, et non plus à ses propriétés statistiques résultant de son intégration dans le temps (fonction d'autocorrélation)

1) Description du résonateur

Le schéma du résonateur est représenté sur la figure 1.8.

Une lampe flash est utilisée comme source de pompage à la place des diodes laser fibrées (figure 1.1). Les deux miroirs du résonateur sont séparés de $L = 800$ mm. Étant donné que la totalité du volume du YAG:Nd³⁺ est pompée par les flashes lumineux, il est nécessaire d'effectuer un filtrage modal de façon à sélectionner le même profil transverse (TEM₀₀) qu'en fonctionnement continu. Pour cela, deux filtres spatiaux sont placés dans le résonateur. Un de ces filtres, noté F_1 sur la figure 1.8 est un écran opaque percé de deux ouvertures sélectionnant deux faisceaux distincts dans le milieu

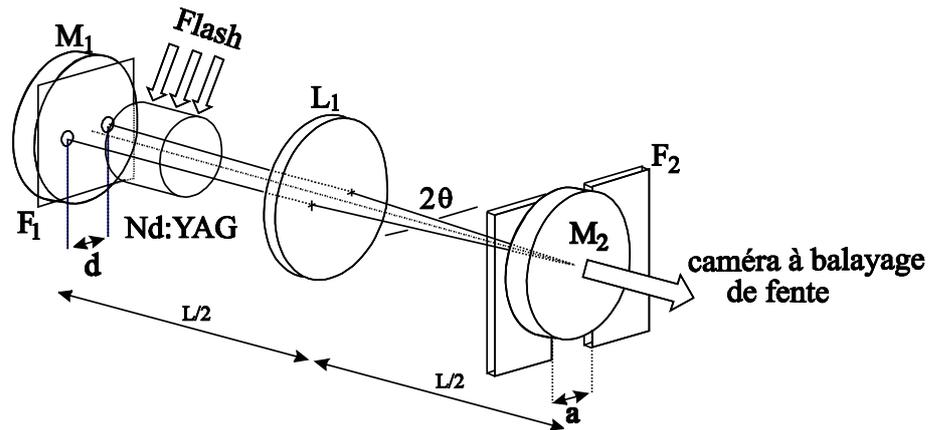


FIG. 1.8: Laser pompé par flashs utilisé pour analyser à l'échelle de la nanoseconde le comportement temporel de l'émission laser pour différentes ouvertures a de la fente F_2 . Les deux miroirs du résonateur sont séparés de $L = 800$ mm.

amplificateur. Le diamètre de chaque ouverture est égal à 0,2 mm et la distance entre le centre de ces ouvertures vaut $2\theta f = 1,42$ mm (f étant la focale de la lentille L_1). Le second filtre est la fente F_2 , de largeur variable, placée contre le miroir M_2 . Les deux ondes sélectionnées par le filtre F_1 peuvent être synchronisées grâce à la lumière diffractée par la fente. La largeur de la fente a été modifiée sur une plage restreinte de façon à ce que les ondes laser filtrées par F_1 et F_2 conservent un profil transversal de type TEM_{00} comme dans le cas du laser continu.

2) Résultats expérimentaux

Le laser émettant des paquets d'ondes en régime d'oscillations de relaxation, l'image des deux ouvertures du filtre F_1 est formée sur la fente d'entrée d'une caméra à balayage de fente, de façon à obtenir le profil temporel des faisceaux correspondants.

Lorsque le champ dans le plan de la fente F_2 est modulé par des franges stables («sinus limité» et «cosinus limité»), de contraste élevé, nous avons observé à chaque fois deux faisceaux synchronisés émis à travers M_2 . La puissance émise dans ces conditions a les caractéristiques d'un bruit périodique, la période étant égale à la durée $2L/c$ d'un aller et retour dans le résonateur (figure 1.9). Ce bruit peut être considéré comme la superposition de différents modes longitudinaux oscillants avec des phases aléatoires.

Cependant, pour des largeurs très précises de la fente F_2 égales à $m\lambda_0/\theta$ avec m entier, nous n'avons plus observé de franges stables dans le plan du miroir M_2 (observation avec une caméra CCD) tandis que l'analyse à la caméra à balayage de fente a donné l'enregistrement de la figure 1.10.

Les deux faisceaux émis à travers le miroir M_1 ont des intensités égales. Ils ne sont cependant

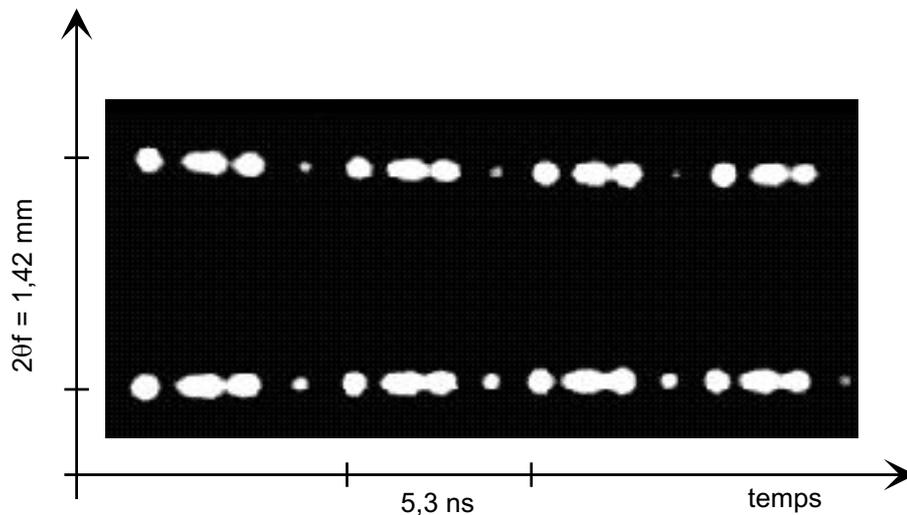


FIG. 1.9: Enregistrement de l'émission laser par la caméra à balayage de fente (cas des profils «sinus limité» et «cosinus limité»), dans un plan image du miroir M_1 .

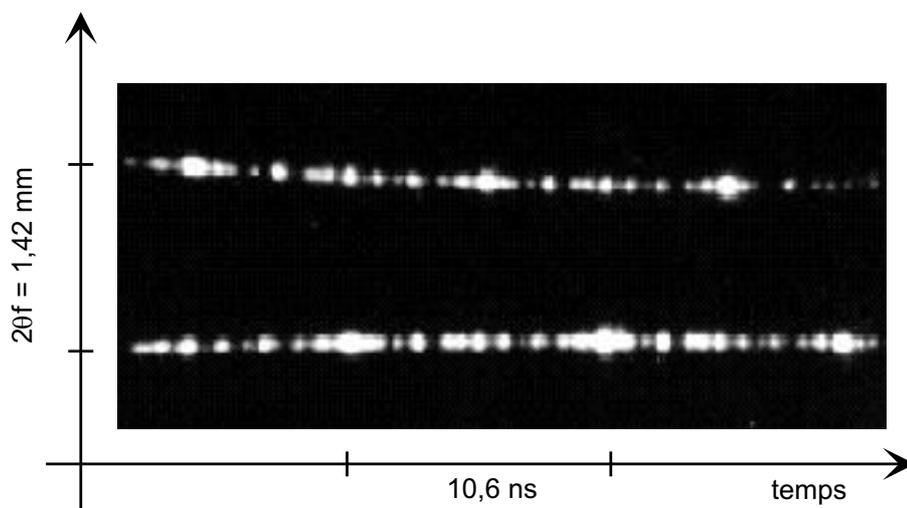


FIG. 1.10: Enregistrement de l'émission laser par la caméra à balayage de fente pour des largeurs de fente a précises ne donnant pas de franges stables dans le plan du miroir M_2 .

plus synchronisés : le décalage temporel est égal à $\tau = 2L/c$. Chaque faisceau a une périodicité égale à $2\tau = 10,6 \text{ ns}$ soit deux fois la durée d'un aller et retour dans le résonateur. Cette observation valide le modèle proposé en régime continu : sans signal de synchronisation produit par la fente F_2 , le laser se comporte comme un laser linéaire de type Fabry-Pérot, avec une longueur optique égale à $2L$, L étant la distance qui sépare les miroirs.

Conclusion

Nous avons montré que les caractéristiques spectrales du rayonnement émis par un laser bi-axial peuvent être contrôlées en agissant sur la largeur d'une fente diffractante placée dans la cavité. On peut ainsi conférer au rayonnement laser une périodicité temporelle égale soit à $2L/c$, soit à $4L/c$, L étant la distance qui sépare les miroirs du laser bi-axial. Ce résultat constitue une aide à la compréhension des cavités repliées telle que celle représentée ci-après (figure 1.11).

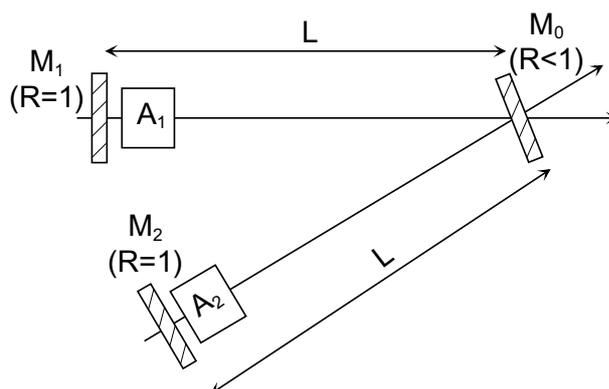


FIG. 1.11: Les propriétés temporelles et spectrales du rayonnement émis sont-elles celles d'un laser de longueur L ou $2L$?
(A_1 et A_2 : milieux amplificateurs).

Il permet d'attribuer au miroir M_0 un rôle actif dans la structuration spectrale du rayonnement par la lumière qu'il diffuse ou diffracte.

Tandis qu'une approche purement géométrique du rôle du miroir M_0 conduirait à attribuer au rayonnement une périodicité égale à $4L/c$, une approche diffractive permet de comprendre que cette périodicité peut être égale à $2L/c$.

Bibliographie

- [1] M. Oka, H. Masuda, Y. Kaneda et S. Kubota, "Laser-diode-pumped phase-locked Nd:YAG laser arrays," *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, no. 4, pp. 1142–1147 (1992).
- [2] J. Morel, A. Woodtli et R. Dändliker, "Coherent coupling of an array of Nd³⁺-doped single-mode fiber lasers by use of an intracavity phase grating," *Optics Lett.*, **18**, no. 18, pp. 1520–1522 (1993).
- [3] E. M. Philipp-Rutz, "Spatially coherent radiation from an array of GaAs lasers," *Applied Physics Letters*, **26**, no. 8, pp. 475–477 (1975).
- [4] R. H. Rediker, K. A. Rauschenbach et R. P. Schloss, "Operation of a coherent ensemble of five diode lasers in an external cavity," *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, no. 6, pp. 1582–1593 (1991).

- [5] G. Lescoart, R. Muller et G. L. Bourdet, "Phase coupling of a linear array of 9 square CO₂ cw wave guide lasers by intra-cavity spatial filtering," *Optics Comm.*, **108**, pp. 289–296 (1994).
- [6] S. Menard, M. Vampouille, B. Colombeau et C. Froehly, "Highly efficient phase locking and extracavity coherent combination of two diode-pumped Nd:YAG laser beams," *Opt. Lett.*, **21**, no. 24, pp. 1996–1998 (1996).
- [7] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*, Wiley-Interscience (1991).
- [8] M. Sargent III, "Laser saturation grating phenomena," *Appl. Phys.*, **9**, pp. 127–141 (1976).

**LASER À TROIS MIROIRS APPLICABLE À LA
GÉNÉRATION OPTIQUE DE MICROONDES.**

Introduction

Un intérêt considérable a été porté à la génération de microondes par battement de fréquences optiques [1–6]. Différentes techniques ont été proposées pour générer optiquement des signaux microondes dans la gamme 1-100 GHz : modulation directe ou externe d'un laser [2], blocage de modes de lasers semi-conducteurs [7], mélange hétérodyne de deux lasers continus [8, 9] ou génération de deux modes longitudinaux issus d'un même laser [10, 11]. Parmi les techniques précédentes, la source à deux fréquences possède plusieurs avantages. D'une part, elle est relativement simple à mettre en œuvre car elle ne nécessite aucune modulation extérieure. D'autre part, elle permet une accordabilité continue de la fréquence émise par un contrôle spectral de l'émission laser. L'utilisation d'un laser YAG:Nd³⁺ pompé par diode et émettant en continu est très attrayante pour son rendement de conversion élevé et pour la grande pureté spectrale du rayonnement émis : la bande de gain correspondante est à élargissement homogène et le laser tend à émettre une seule fréquence s'il fonctionne en régime d'émission continue ; l'émission d'une seule fréquence est favorisée par la saturation des réseaux de gain. Plusieurs raies laser peuvent toutefois coexister si elles sont émises par des atomes différents du milieu amplificateur.

Par exemple, M. Brunel et al ont récemment proposé une source à deux fréquences dans laquelle un laser YAG:Nd³⁺ possède deux axes de propagation associés chacun à un état de polarisation [12]. La séparation spatiale des faisceaux permet d'obtenir un fonctionnement sur un seul mode axial selon chacun des bras du laser. L'écart fréquentiel entre les deux modes est ajustable continûment par insertion d'un dispositif biréfringent interne à la cavité. Cette technique nécessite une séparation intracavité à la fois de l'onde de pompe et de l'onde laser en deux composantes de polarisations croisées, ainsi qu'une recombinaison des deux ondes extracavité.

Nous proposons un montage simple dans lequel deux raies cohérentes d'écart fréquentiel ajustable sont engendrées par un laser YAG:Nd³⁺ pompé axialement par une diode laser. L'onde stationnaire produite dans la cavité linéaire crée dans le milieu amplificateur une modulation périodique de l'inversion de population (*Spatial Hole Burning* [13]) élargissant de façon inhomogène la bande de gain du cristal laser [14]. Sans précautions particulières, l'écart fréquentiel Δf entre deux modes adjacents de fréquences f_1 et f_2 n'est pas contrôlable, comme le montre l'étude spectroscopique de l'émission conduite dans une première partie.

Cependant, nous montrons que l'ajustement de l'écart fréquentiel Δf peut être obtenu en insérant dans la cavité une troisième surface partiellement réfléchissante. Cette surface définit dans le laser deux sous-cavités d'axes confondus. L'une est un Fabry-Pérot passif et joue le rôle de filtre fréquentiel de fonction de transfert complexe. L'autre sous-cavité contient le milieu qui sera pompé

soit longitudinalement soit transversalement.

Dans une deuxième partie, nous déterminons numériquement le spectre des fréquences émises par un laser à trois miroirs :

- dans un premier temps, nous calculons les fréquences de résonance de la cavité vide. Le calcul que nous avons développé s'appuie sur un modèle décrit par C. Pedersen et al [15, 16] utilisant la notion de champs circulants dans les différentes sous-cavités et les relations de passage sur les miroirs.
- dans un second temps, nous déterminons numériquement le gain nécessaire pour l'émission de chaque fréquence de résonance et retenons, parmi ces fréquences, celles pour lesquelles le gain requis est minimal.

Nous montrons alors l'aptitude d'un tel dispositif à engendrer un battement dont la fréquence se situe dans le domaine des microondes. Cette fréquence est ajustable par modification des longueurs des sous-cavités.

Dans une troisième partie, nous réalisons une source laser émettant seulement deux fréquences et vérifions expérimentalement l'accordabilité de cette source. L'écart fréquentiel Δf entre les deux modes émis est mesuré pour les deux types de pompage : longitudinal et transversal. Nous étudions d'abord l'évolution de Δf en fonction de la longueur de la sous-cavité contenant le cristal, en utilisant un laser pompé longitudinalement. La largeur et la stabilité dans le temps de la raie de battement sont alors estimées. Ensuite, les variations de Δf en fonction de l'épaisseur du filtre fréquentiel sont mesurées en utilisant un laser pompé transversalement.

I Analyse spectrale de l'émission d'un laser YAG:Nd³⁺ dont le milieu amplificateur est situé en bout de cavité

Le résonateur est une cavité à transformée de Fourier représentée sur la figure 2.1. Ce système est équivalent à un laser confocal. Dans ce type de laser, les surfaces conjuguées au sens de Fourier sont confondues avec les miroirs sphériques, tandis que pour le laser à lentille interne que nous avons réalisé, les surfaces conjuguées au sens de Fourier sont les plans focaux de la lentille. Ce laser peut émettre un ou plusieurs modes transverses dont les répartitions de champ optique dans les plans des miroirs sont transformées de Fourier l'une de l'autre. Grâce au filtrage tridimensionnel par le gain au sein du milieu amplificateur, le rayonnement émis est unimodal de type TEM₀₀.

La cavité à transformée de Fourier de longueur L est composée d'une lentille L_1 de longueur focale $f = L/2 = 0.5$ m, et de deux miroirs plans M_1 ($R \approx 1$) et M_2 ($R = 0.95$) placés dans les

I. Analyse spectrale de l'émission d'un laser YAG:Nd³⁺ dont le milieu amplificateur est situé en bout de cavité

plans focaux de cette lentille. Le milieu amplificateur est un cristal de YAG, long de 1 cm, dopé aux ions néodymes à 1,1 % en atomes. La face arrière est traitée R_{max} à 1064 nm et constitue le miroir M_1 de fond de cavité. Ce cristal est pompé longitudinalement par une diode laser fibrée émettant un rayonnement continu à 808 nm. Le rayonnement de longueur d'onde 1064 nm émis par ce laser est reçu en incidence rasante par un réseau holographique comportant 1872 traits/mm. Le spectre des fréquences temporelles est enregistré par une caméra CCD placée dans le plan focal image d'une lentille L_2 de longueur focale 1 m.

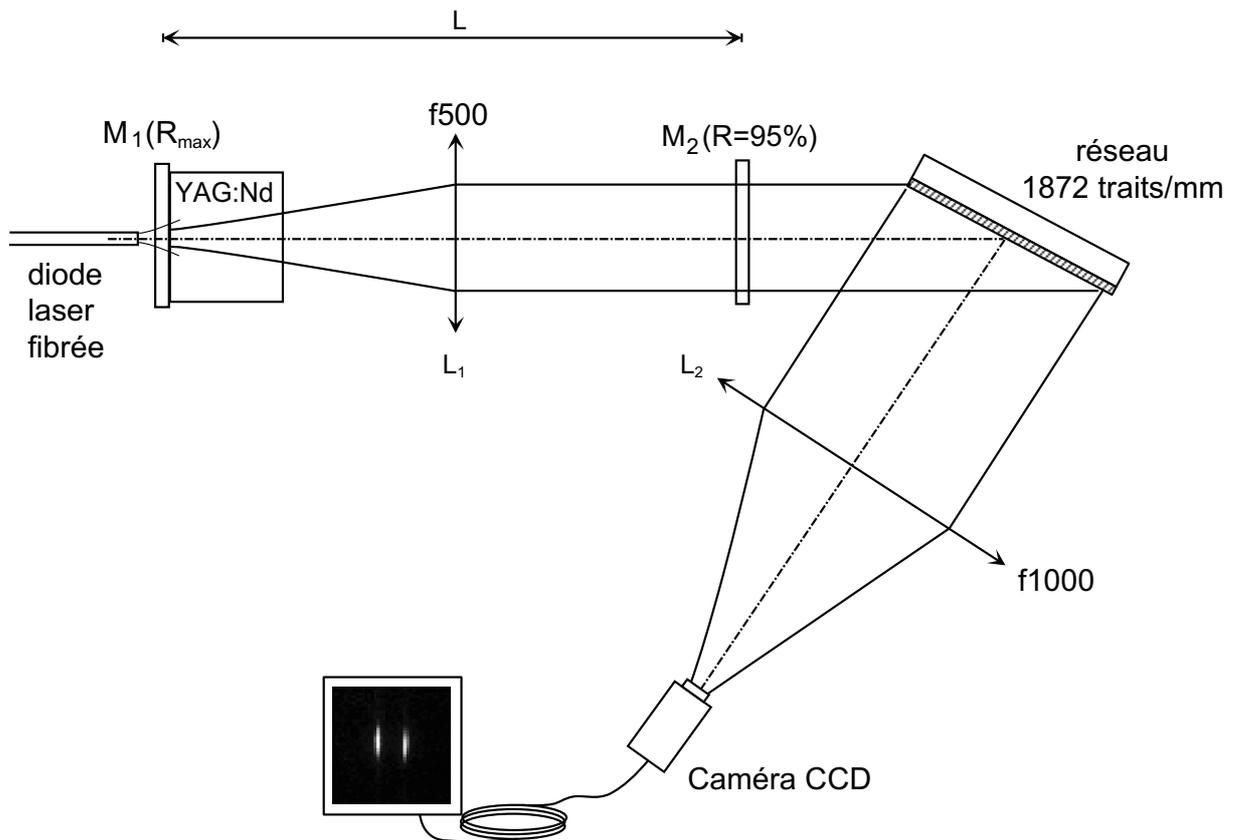


FIG. 2.1: Enregistrement du spectre de fréquences temporelles du rayonnement émis par un laser dont le milieu amplificateur est placé contre l'un des miroirs.

Nous avons observé l'évolution du spectre des fréquences émises par le laser en fonction de la puissance de pompage lorsque le rayonnement laser n'est pas polarisé, puis lorsqu'il est polarisé rectilignement.

La figure 2.2 représente quelques spectres enregistrés pour différentes puissances de pompage alors que le rayonnement émis n'est pas polarisé.

Un peu au dessus du seuil, une seule raie laser oscille, correspondant à la fréquence centrale de la bande de gain du YAG:Nd³⁺ (figure 2.2.a). Lorsque l'on augmente la puissance de pompage, l'émission ne se fait plus sur la fréquence centrale. La raie laser déjà existante se décale par rapport

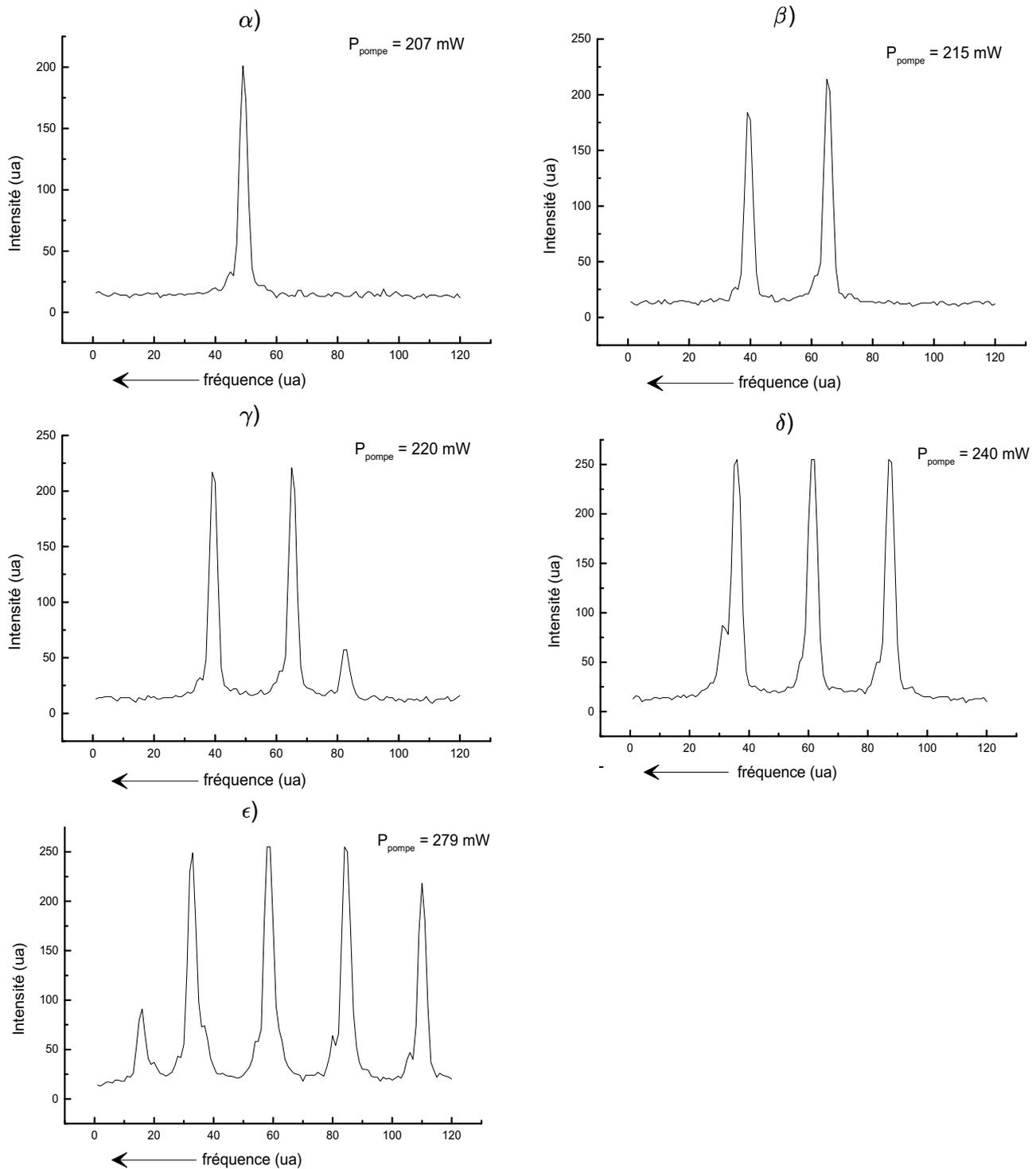


FIG. 2.2: Évolution du spectre de fréquences temporelles émises par le laser à deux miroirs en fonction de la puissance de pompe. Le rayonnement laser n'est pas polarisé.

au centre de la bande de gain et une seconde fréquence apparaît symétriquement (figure 2.2. β). L'écart fréquentiel est alors de 11 GHz environ. Nous remarquons que cet écart est très supérieur à l'intervalle spectral libre de la cavité vide, voisine de 150 MHz. Pour des puissances de pompe

supérieures, de nouvelles raies apparaissent sans déplacement des précédentes (figure 2.2. γ , δ et ϵ) : les raies sont toutes séparées de 11 GHz environ. Ces spectres sont très stables dans le temps. Ces premières observations montrent l'apparition de fréquences discrètes au sein du laser, dont l'écart spectral n'est pas incompatible avec une interprétation en termes de modulation spatiale du gain (ou *spatial hole burning*) dans le milieu amplificateur.

Nous avons effectué une deuxième étude spectroscopique du rayonnement laser en fonction de la puissance, après avoir introduit dans le laser une lame sous incidence de Brewster afin de polariser rectilignement la lumière émise (figure 2.3). Un peu au dessus du seuil, une seule fréquence est encore émise, coïncidant avec la fréquence centrale de la bande de gain du cristal (figure 2.3. α). En augmentant la puissance de pompage, une deuxième raie apparaît alors que la première se décale symétriquement vers les hautes fréquences. L'écart fréquentiel entre les raies n'est plus que de 3 GHz (figure 2.3. β). Pour des puissances de pompage supérieures, de nouvelles fréquences sont émises. L'écart entre deux raies adjacentes semble être un multiple de 3 GHz (figure 2.3. γ , δ et ϵ). Les spectres sont très instables dans le temps.

Ces résultats semblent montrer que la modulation spatiale du gain envisagée précédemment n'est pas le seul mécanisme responsable de la sélection fréquentielle. En effet, un écart de fréquence égal à $\Delta f = 3$ GHz semble trop faible pour être interprété en termes de modulation spatiale du gain, au vu de la longueur d'absorption du faisceau de pompage dans le cristal de YAG:Nd³⁺. En effet, les deux systèmes d'ondes stationnaires obtenues pour deux fréquences séparées de 3 GHz sont en coïncidence rigoureuse au niveau du miroir M_1 déposé sur une des faces du YAG. Sur l'autre face, ces deux systèmes ne coïncident plus, la variation de fréquence s'accompagnant d'une variation du pas des ondes stationnaires dans le cristal. En supposant la longueur d'absorption égale à celle du milieu actif (10 mm), un calcul simple montre que le décalage des systèmes de franges à la sortie du milieu amplificateur est égale à $\lambda/10$. Cette valeur, petite devant le pas des ondes stationnaires, nous semble trop faible pour permettre l'émission des deux fréquences.

La polarisation n'est pas le seul paramètre qui affecte la structure spectrale de l'émission laser. En effet, nous avons constaté que cette dernière, caractérisée par des intervalles entre raies de plusieurs GHz, dépend de la structure modale du faisceau laser. Pour cela, nous avons utilisé le montage représenté sur la figure 2.4. Le milieu amplificateur, identique au précédent, est placé contre le miroir M_1 . Il est pompé transversalement par une batterie de diodes lasers délivrant des impulsions de durée 1,1 ms, d'une puissance de 50 W, et à une fréquence de répétition de 34 Hz. Les réflectivités des miroirs M_1 et M_2 sont respectivement 95 % et R_{max} .

Le dispositif d'analyse spectrale est inchangé. Sans aucune précaution particulière, le rayonnement émis est transversalement multimodal, tandis que l'insertion d'un filtre spatial dans le plan du

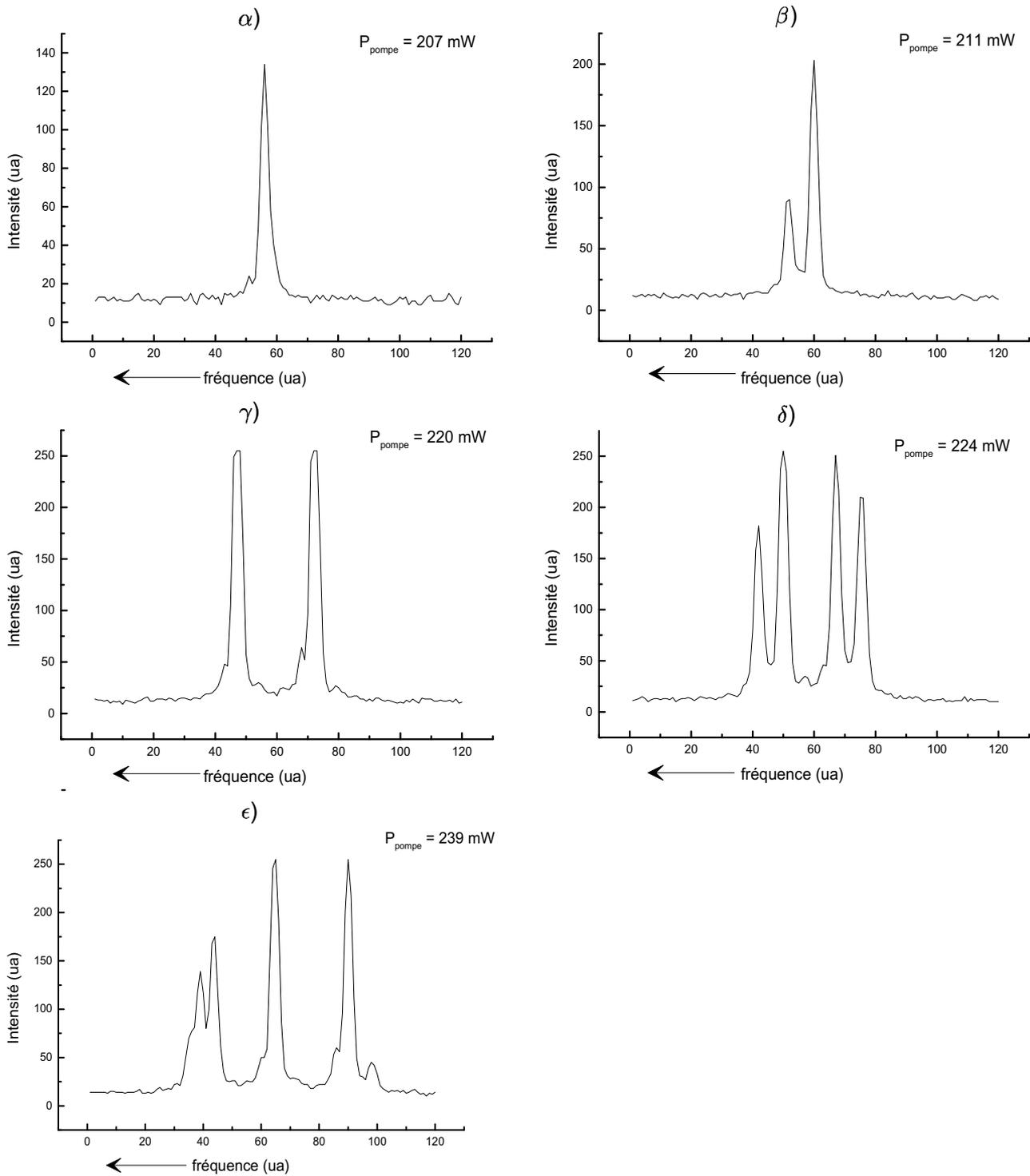


FIG. 2.3: Évolution du spectre de fréquences temporelles émises par le laser à deux miroirs en fonction de la puissance de pompage. Le rayonnement laser est polarisé rectilignement.

col du faisceau permet d'obtenir une structure transverse unimodale.

La figure 2.5 représente les spectres d'émission obtenus avec et sans ce filtre spatial.

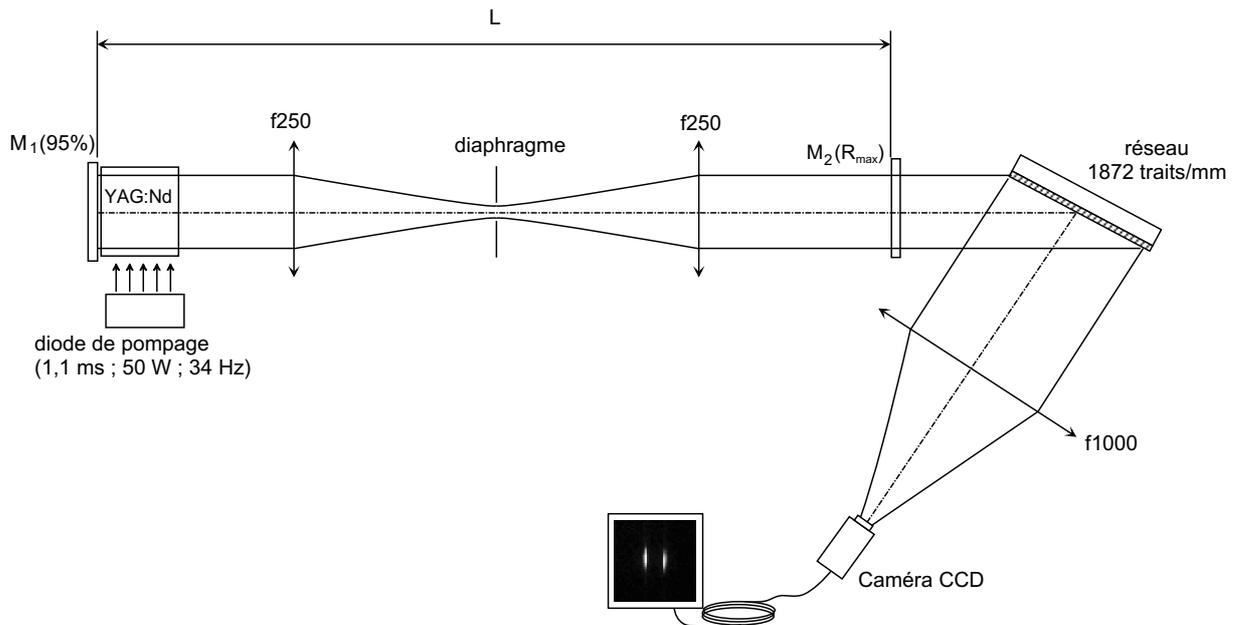


FIG. 2.4: Enregistrement du spectre de fréquences temporelles du rayonnement émis par un laser pompé transversalement : influence de la structure modale du faisceau.

Lorsque la structure transverse du faisceau est fortement multimodale, le spectre des fréquences émises, très instable temporellement, est composé de pics distants de 3 GHz environ. En insérant le filtre spatial intracavité, le spectre d'émission se stabilise, et les raies lasers sont distantes d'une quantité proche de 6 GHz.

Nous avons ainsi constaté que sans aucun filtrage spectral, un laser continu dont le milieu amplificateur (YAG:Nd³⁺) est placé en bout de cavité, oscille sur un nombre limité de raies spectrales. L'écart entre ces raies est beaucoup plus grand que l'intervalle spectral libre du résonateur vide, et dépend fortement de la polarisation et de la structure modale du rayonnement. Un modèle prenant en compte les effets de modulation spatiale du gain uniquement représente mal ce comportement. Une étude expérimentale plus approfondie serait nécessaire pour essayer de déterminer le (ou les) mécanisme(s) responsable(s) de la variation de fréquences au sein du laser considéré. Plusieurs pistes de réflexion peuvent être envisagées : mélange d'ondes au sein du cristal de YAG, instabilités de modulation par exemple.

Sans minimiser l'intérêt d'une telle étude, il nous a semblé préférable de lutter contre l'apparition des raies que nous avons mises en évidence, en introduisant dans le résonateur un élément qui module les pertes en fonction de la fréquence. Le but recherché est de produire un couple de fréquences d'écart ajustable à volonté. Pour cela, nous avons décidé de filtrer le rayonnement intracavité par une paire de miroirs formant une cavité de type Fabry-Pérot, dans une architecture de

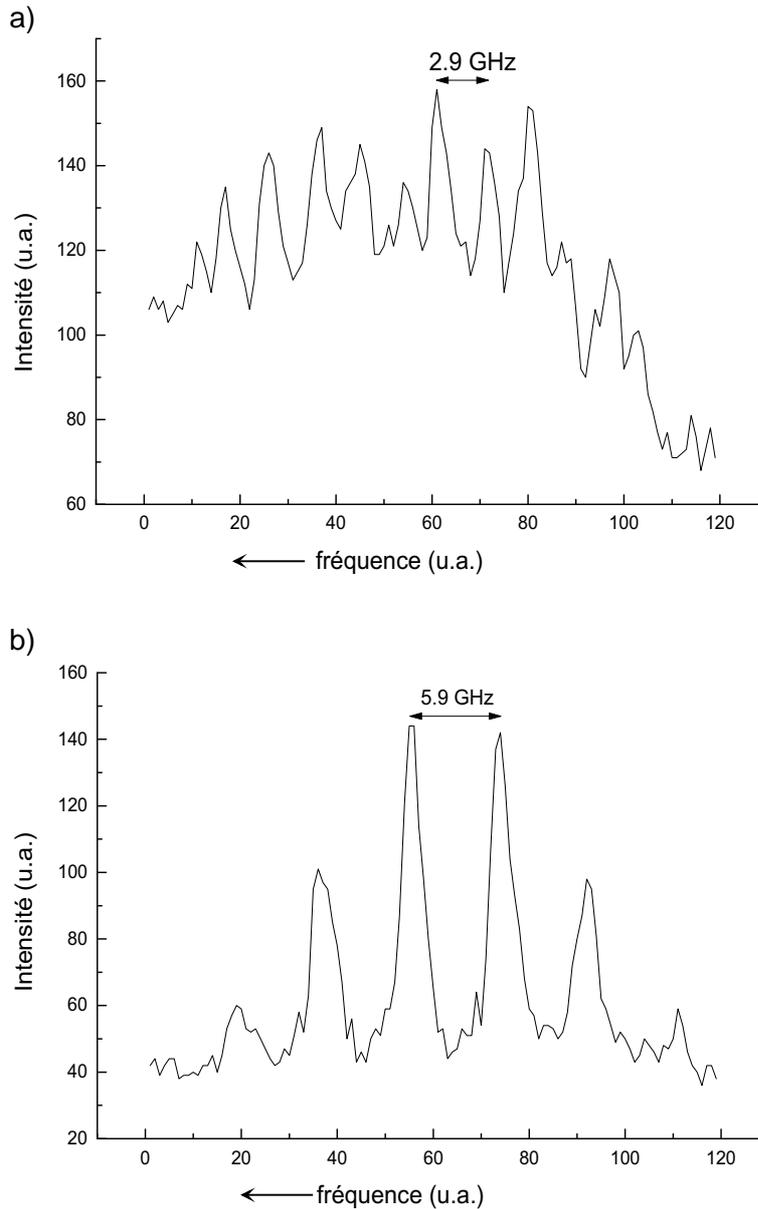


FIG. 2.5: Spectres de fréquences temporelles émises par le laser pour une structure transverse a) multimodale et b) unimodale.

laser qui comporterait donc trois miroirs.

II Description du laser à trois miroirs

La figure 2.6 représente schématiquement la cavité laser à trois miroirs. Il s'agit d'un résonateur linéaire dans lequel les miroirs M_2 et M_3 sont placés au foyer d'une lentille convergente L . Les miroirs M_1 et M_2 forment un filtre fréquentiel de type Fabry-Pérot et d'épaisseur L_1 dont la fonction de transfert est complexe. L'autre sous-cavité, de longueur L_2 , délimitée par les miroirs M_2 et M_3 ,

contient le milieu amplificateur. Le coupleur de sortie est une lame à faces parallèles P située entre la lentille L et le miroir M_2 , dont la normale forme avec l'axe de la cavité un angle i proche de l'angle de Brewster.

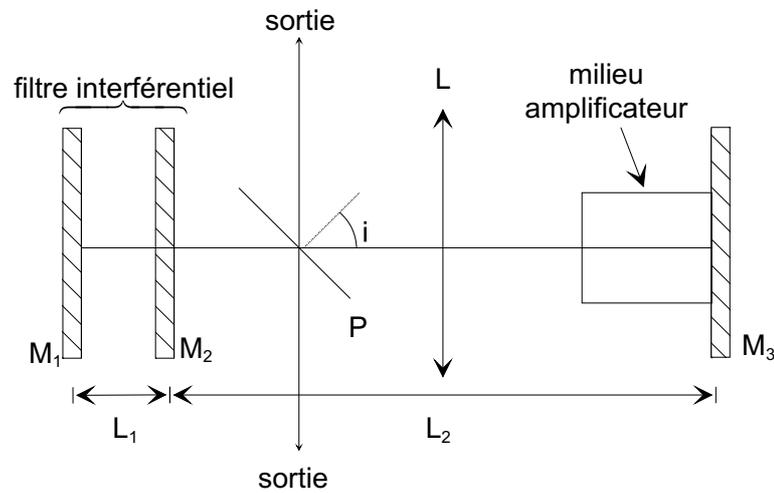


FIG. 2.6: Schéma du laser à trois miroirs.

III Étude analytique du laser à trois miroirs et détermination numérique des fréquences émises

Nous utilisons dans ce qui suit la notion de champs circulants dans les différentes sous-cavités.

1) Notations utilisées

a) Amplitudes complexes des champs

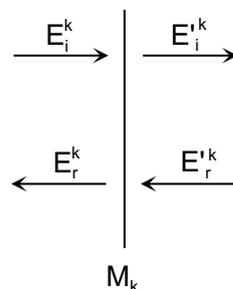


FIG. 2.7: Notations utilisées pour représenter les champs incidents et réfléchis sur les miroirs.

Le champ arrivant depuis la gauche sur le miroir M_k (figure 2.7) est noté E_i^k :

$$E_i^1 \text{ sur } M_1$$

$$E_i^2 \text{ sur } M_2$$

$$E_i^3 \text{ sur } M_3$$

Le champ arrivant depuis la droite sur le miroir M_k est noté $E_r'^k$:

$$E_r'^1 \text{ sur } M_1$$

$$E_r'^2 \text{ sur } M_2$$

Le champ allant vers la gauche depuis le miroir M_k est noté E_r^k :

$$E_r^1 \text{ sur } M_1$$

$$E_r^2 \text{ sur } M_2$$

$$E_r^3 \text{ sur } M_3$$

Le champ allant vers la droite depuis le miroir M_k est noté $E_i'^k$:

$$E_i'^1 \text{ sur } M_1$$

$$E_i'^2 \text{ sur } M_2$$

b) Coefficients de réflexion et de transmission des miroirs pour les champs

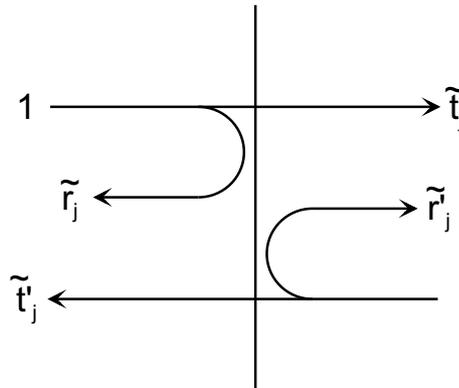


FIG. 2.8: Notations utilisées pour les coefficients de réflexion des miroirs.

Pour simplifier, nous convenons d'assimiler la réflexion sur les miroirs diélectriques multicouches à la réflexion sur des interfaces entre deux diélectriques. Nous utilisons alors les conventions représentées sur la figure 2.9 pour les différents déphasages à la réflexion et à la transmission.

Le tableau 2.1 contient les expressions des coefficients de réflexions des miroirs en tenant compte de cette hypothèse simplificatrice. r_1, r_2, r_3, t_1 et t_2 sont des quantités réelles.

c) Déphasages par propagation dans les sous-cavités

En assimilant le champ du mode (supposé fondamental) à celui d'une onde plane monochromatique, le déphasage par propagation après un aller et retour entre les miroirs M_1 et M_2 est donné

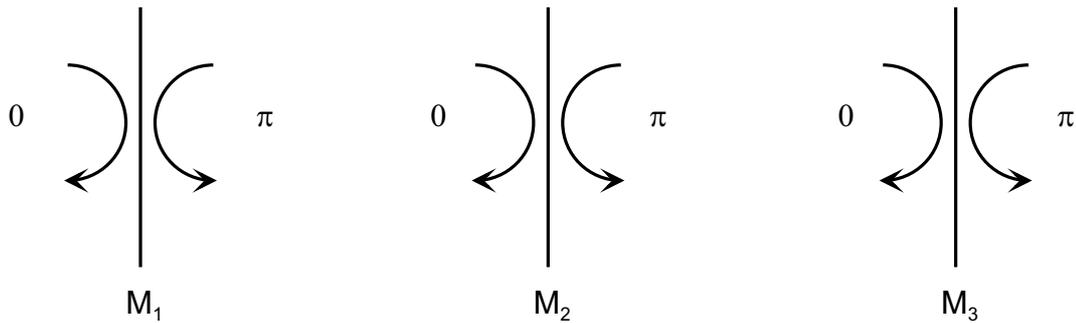


FIG. 2.9: Conventions pour les déphasages à la réflexion sur les miroirs.

M_1	M_2	M_3
$\left. \begin{array}{l} \tilde{r}_1 = r_1 \\ \tilde{r}'_1 = -r_1 \end{array} \right\} r_1 > 0$ $\tilde{t}_1 = \tilde{t}'_1 = t_1$ $t_1^2 = 1 - r_1^2$ (relation de Stockes)	$\left. \begin{array}{l} \tilde{r}_2 = r_2 \\ \tilde{r}'_2 = -r_2 \end{array} \right\} r_2 > 0$ $\tilde{t}_2 = \tilde{t}'_2 = t_2$ $t_2^2 = 1 - r_2^2$	$\tilde{r}_3 = r_3 > 0$

 TAB. 2.1: Coefficients de réflexion après simplification, et relation de Stockes appliquée aux miroirs M_1 et M_2 .

par :

$$\phi_1 = \frac{2\pi}{c} f \cdot 2 \cdot L_1$$

f étant la fréquence du rayonnement. Ce déphasage n'inclut pas le déphasage de π à la réflexion sur M_1 .

De même, le déphasage par propagation après un aller et retour entre les miroirs M_2 et M_3 est, sans inclure le déphasage de π à la réflexion sur M_2 , donné par :

$$\phi_2 = \frac{2\pi}{c} f \cdot 2 \cdot L_2$$

2) Réponse de la cavité à trois miroirs avec gain (en dessous du seuil laser) pour une onde incidente plane monochromatique

On suppose qu'une onde plane monochromatique arrive normalement sur le système des trois

miroirs (figure 2.10). Le champ incident sur M_1 est E_i^1 et le champ transmis par M_1 est $\tilde{t}_1 E_i^1$. On se propose de comparer ce champ $\tilde{t}_1 E_i^1$ au champ $\tilde{r}'_1 E_r'^1$ obtenu à partir du champ $E_r'^1$ circulant en sens inverse et réfléchi par M_1 . On définit :

$$R = \frac{\tilde{r}'_1 E_r'^1}{\tilde{t}_1 E_i^1} = - \frac{r_1 E_r'^1}{t_1 E_i^1}$$

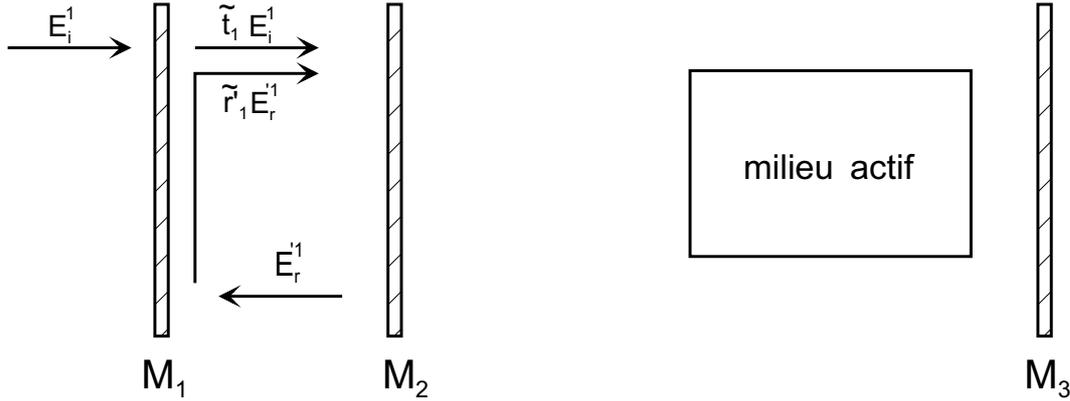


FIG. 2.10: Notations utilisées pour déterminer la réponse R de la cavité à une onde plane injectée.

Cette comparaison prend en compte les propagations dans les trois sous-cavités $[M_1, M_2]$, $[M_2, M_3]$ et $[M_1, M_3]$. Nous supposons dans un premier temps que le gain est assez faible pour qu'il n'y ait pas d'auto-oscillation en l'absence de champ injecté E_i^1 .

a) Relations entre les champs circulants

Elles sont explicitées sur la figure 2.11.

On note \sqrt{T} le coefficient de transmission en champ de la lame à faces parallèles P intracavité, et \sqrt{g} le gain vu par le champ pour un passage, intégré sur toute la longueur du cristal. En utilisant les conventions données dans le tableau 2.1, on trouve les relations suivantes entre les champs circulants au niveau des miroirs M_1 et M_2 :

Miroir M_1 :

$$E_r^1 = r_1 E_i^1 + t_1 E_r'^1 \quad (2.1)$$

$$E_i'^1 = t_1 E_i^1 - r_1 E_r'^1 \quad (2.2)$$

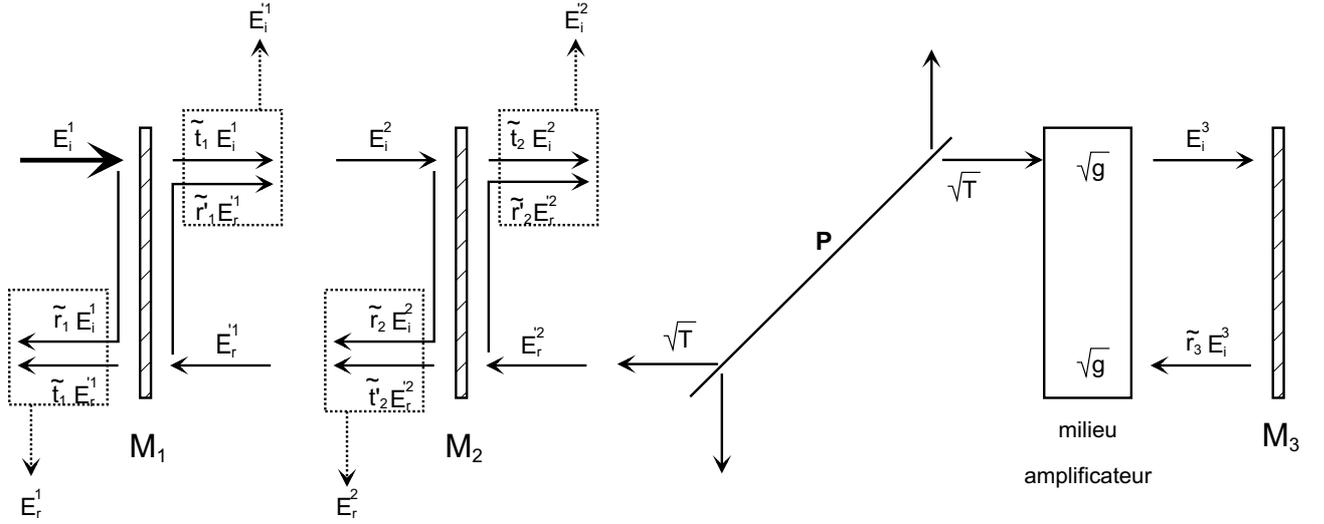


FIG. 2.11: Relations entre les champs circulants dans les sous-cavités.

Miroir M_2 :

$$E_r^2 = r_2 E_i^2 + t_2 E_r'^2 \quad (2.3)$$

$$E_i'^2 = t_2 E_i^2 - r_2 E_r'^2 \quad (2.4)$$

b) Coefficient de réflexion de la sous-cavité $M_2 - M_3$ contenant le milieu amplificateur

On calcule ici le coefficient de réflexion de la sous-cavité constituée par les miroirs M_2 et M_3 , entre lesquels se trouvent le milieu amplificateur et la séparatrice de sortie.

on a :

$$E_r^2 = t_2 E_r'^2 + r_2 E_i^2 \quad (2.5)$$

$$E_r'^2 = \sqrt{gT} r_3 E_i^3 \exp(j\phi_2/2) \quad (2.6)$$

$$E_i^3 = \sqrt{gT} E_i'^2 \exp(j\phi_2/2) \quad (2.7)$$

$$E_i'^2 = t_2 E_i^2 - r_2 E_r'^2 \quad (2.8)$$

Par substitution de (2.8) dans (2.7), puis de (2.7) dans (2.6), on obtient :

$$E_r'^2 = gT r_3 \left(t_2 E_i^2 - r_2 E_r'^2 \right) \exp(j\phi_2)$$

d'où l'on tire :

$$E_r'^2 = A E_i^2 \quad \text{avec} \quad A = \frac{r_3 t_2 g T \exp(j\phi_2)}{1 + r_2 r_3 g T \exp(j\phi_2)} \quad (2.9)$$

En reportant (2.9) dans (2.5), on obtient la relation suivante :

$$E_r^2 = (At_2 + r_2) E_i^2 = B E_i^2$$

où $B = E_r^2 / E_i^2$ est le coefficient de réflexion de la sous-cavité limitée par les miroirs M_2 et M_3 et contenant le milieu amplificateur.

On a alors :

$$B = A t_2 + r_2 \quad (2.10)$$

d'où l'expression suivante du coefficient de réflexion complexe de la sous-cavité $[M_2, M_3]$:

$$B = \frac{r_3(1 - r_2^2)gT \exp(j\phi_2) + r_2 + r_2^2 r_3 gT \exp(j\phi_2)}{1 + r_2 r_3 gT \exp(j\phi_2)}$$

c) Réponse de la cavité à trois miroirs à une onde plane injectée, de champ E_i^1

Par convention, nous avons convenu de caractériser cette réponse par la quantité :

$$R = \frac{\tilde{r}_1' E_r'^1}{\tilde{t}_1 E_i^1} = - \frac{r_1 E_r'^1}{t_1 E_i^1}$$

Par propagation du champ depuis le miroir M_2 jusqu'au miroir M_1 , on a :

$$E_r'^1 = E_r^2 \exp j \frac{\phi_1}{2} = E_i^2 B \exp j \frac{\phi_1}{2}$$

Puisque $E_i^2 = E_i^1 \exp(j\phi_1/2)$, on obtient :

$$E_r'^1 = E_i^1 B \exp j \phi_1 \quad (2.11)$$

Par substitution de (2.2) dans (2.11), on écrit la relation suivante :

$$E_r'^1 = B \exp j \phi_1 (t_1 E_i^1 - r_1 E_r'^1)$$

De cette relation, on tire facilement :

$$\frac{E_r'^1}{E_i^1} = \frac{B t_1 \exp j \phi_1}{1 + B r_1 \exp j \phi_1}$$

et finalement :

$$R = -\frac{r_1 E_r'^1}{t_1 E_i^1} = \frac{-r_1 B \exp j\phi_1}{1 + Br_1 \exp j\phi_1} = -\frac{1}{1 + \frac{1}{Br_1 \exp j\phi_1}} \quad (2.12)$$

Br_1 peut être calculé à partir des relations (2.9) et (2.10) reportées ci-dessous :

$$(2.9) \rightarrow A = \frac{r_3 t_2 g T \exp(j\phi_2)}{1 + r_2 r_3 g T \exp(j\phi_2)}$$

$$(2.10) \rightarrow B = A t_2 + r_2$$

Par substitution de (2.9) dans (2.10), et en utilisant la relation de Stokes appliquée au miroir M_2 , on obtient :

$$Br_1 = \frac{r_1 (r_2 + r_3 g T \exp j\phi_2)}{1 + r_2 r_3 g T \exp j\phi_2} \quad (2.13)$$

En combinant les relations (2.12) et (2.13), le coefficient R caractérisant la réponse de la cavité à trois miroirs recevant de l'extérieur une onde plane monochromatique s'écrit :

$$R = \frac{-r_1 r_2 \exp j\phi_1 - r_1 r_3 g T \exp j(\phi_1 + \phi_2)}{1 + r_1 r_2 \exp j\phi_1 + r_2 r_3 g T \exp j\phi_2 + r_1 r_3 g T \exp j(\phi_1 + \phi_2)} \quad (2.14)$$

3) Condition d'auto-oscillation en régime permanent

Nous cherchons une condition d'auto-oscillation caractéristique d'un état permanent pour lequel le gain permet de compenser les pertes de la cavité, et donc d'entretenir les oscillations des diverses cavités couplées limitées par $[M_1, M_2]$, $[M_2, M_3]$ et $[M_1, M_3]$. Nous avons calculé dans la section précédente le coefficient R :

$$R = -\frac{r_1 E_r'^1}{t_1 E_i^1}$$

La figure 2.12 rappelle les champs comparés par R .

Pour exprimer le fait que le système est en état d'oscillations entretenues, on fait tendre le signal injecté E_i^1 vers zéro, tout en maintenant $\tilde{r}'_1 E_r'^1$ à une valeur non nulle. R devient alors infiniment grand. D'après l'expression (2.14) de R , le module de R ne peut devenir infiniment grand que si le module du dénominateur s'annule, le module du numérateur étant différent de zéro. On a donc :

$$1 + \underbrace{r_1 r_2 \exp j\phi_1}_{\alpha} + \underbrace{r_2 r_3 g T \exp j\phi_2}_{\beta} + \underbrace{r_1 r_3 g T \exp j(\phi_1 + \phi_2)}_{\gamma} = 0 \quad (2.15)$$

$$\text{et } r_2 \neq r_3 g T \quad (2.16)$$

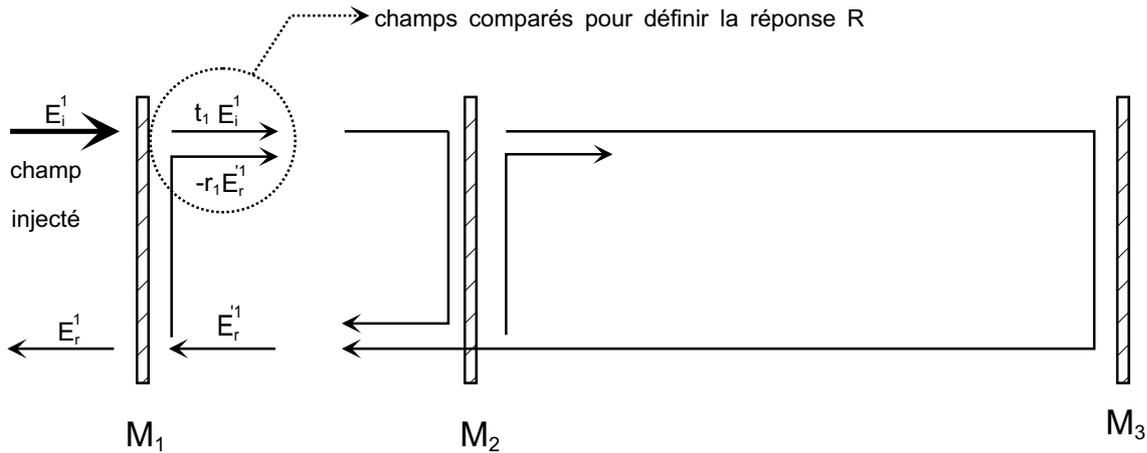


FIG. 2.12: Rappel de la signification du coefficient R .

On montre ultérieurement (2.24) que $r_3 g T \geq 1$ donc la relation (2.16) est toujours vérifiée et la condition (2.15) est la condition d'auto-oscillation en régime permanent.

remarques :

1. L'équation (2.15) est une relation entre les coefficients complexes qui multiplient l'amplitude de l'onde après un aller et retour dans chacune des sous-cavités :

terme α : dans la cavité limitée par M_1 et M_2

terme β : dans la cavité limitée par M_2 et M_3

terme γ : dans la cavité limitée par M_1 et M_3

2. l'équation (2.15) est une relation entre quantités complexes :

– les déphasages ϕ_1 et ϕ_2 sont des fonctions de la fréquence. La relation (2.15) fixe donc les fréquences (modes) qui peuvent exister dans le système à trois miroirs ;

– Pour une fréquence modale donnée, la relation (2.15) donne le gain nécessaire à la compensation des pertes.

La suite concerne la détermination des fréquences modales et des gains nécessaires à l'émission des différentes fréquences. Auparavant, nous allons montrer que le formalisme qui vient d'être développé est équivalent à celui qui consiste à remplacer la cavité passive $[M_1, M_2]$ par un miroir équivalent de coefficient de réflexion complexe \tilde{r}_{eq} variable avec la fréquence (composant dispersif).

4) Équivalence entre la cavité à trois miroirs et une cavité dispersive à deux miroirs

Nous montrons dans cette partie l'équivalence entre le formalisme développé dans la section précédente et l'assimilation de la cavité passive $[M_1, M_2]$ à un miroir équivalent unique M_{eq} de coef-

ficient de réflexion complexe \tilde{r}_{eq} variable avec la fréquence. Nous établissons cette équivalence pour la détermination des fréquences d'oscillations.

a) Cavité à deux miroirs équivalente au système à trois miroirs

La cavité équivalente est représentée figure 2.13. Par analogie avec la condition de résonance associée à tous les lasers à deux miroirs, la condition d'accord de phase qui détermine les fréquences de résonance s'écrit :

$$\phi_2 + \arg \tilde{r}_{eq} + \arg \tilde{r}_3 = 2\pi \times \text{entier}$$

où $\phi_2 = 2\pi f 2L_2/c$ est le déphasage acquis par une onde plane lors d'un aller et retour entre les deux miroirs, et $\arg \tilde{r}_3 = 0$ conformément aux conventions données figure 2.9.

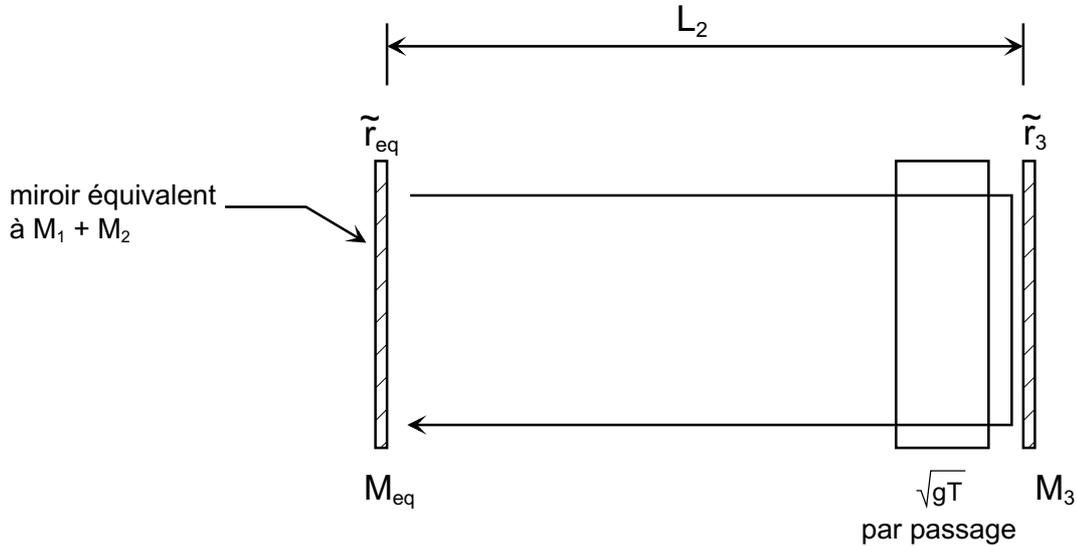


FIG. 2.13: Cavité à deux miroirs équivalente au système à trois miroirs. La cavité passive $[M_1, M_2]$ est remplacée par un miroir unique M_{eq} dont la réflectivité \tilde{r}_{eq} dépend de la fréquence.

La relation donnant les fréquences résonantes dans le laser à trois miroirs s'écrit alors :

$$\frac{2\pi}{c} f 2L_2 + \underbrace{\arg \tilde{r}_{eq}(f)}_{\text{dépend de la fréquence } f} = 2\pi \times \text{entier} \quad (2.17)$$

Pour une onde plane monochromatique en incidence normale sur les miroirs M_1 et M_2 , le coefficient de réflexion \tilde{r}_{eq} est donné par la relation classique des interférences à ondes multiples :

$$\tilde{r}_{eq} = -\frac{r_2 + r_1 \exp j\phi_1}{1 + r_1 r_2 \exp j\phi_1} \quad \text{avec } \phi_1 = \frac{2\pi f}{c} 2L_1 \quad (2.18)$$

En combinant les relations 2.17 et 2.18, on obtient la condition de résonance suivante pour la

cavité $[M_{eq}, M_3]$ équivalente ne contenant pas de milieu amplificateur :

$$\phi_2 + \arg \left(\frac{r_2 + r_1 \exp j\phi_1}{1 + r_1 r_2 \exp j\phi_1} \right) + \pi = 2\pi \times \text{entier} \quad (2.19)$$

Nous allons montrer que cette relation est déductible de la condition d'autooscillation (2.15)

b) Démonstration de l'équivalence avec la condition d'oscillation (2.15)

La condition d'auto-oscillation (équation 2.15) pour la cavité à trois miroirs est donnée par :

$$1 + r_1 r_2 \exp j\phi_1 + r_2 r_3 gT \exp j\phi_2 + r_1 r_3 gT \exp j(\phi_1 + \phi_2) = 0$$

De cette relation, on extrait la quantité réelle $1/gTr_3$:

$$\frac{1}{gTr_3} = \frac{(r_2 + r_1 \exp j\phi_1) \cdot \exp j(\phi_2 + \pi)}{1 + r_1 r_2 \exp j\phi_1}$$

La quantité $1/gTr_3$ devant être réelle, on en déduit facilement :

$$2\pi \times \text{entier} = \phi_2 + \pi + \arg \left(\frac{r_2 + r_1 \exp j\phi_1}{1 + r_1 r_2 \exp j\phi_1} \right)$$

On reconnaît ici la condition de résonance de la cavité $M_{eq} - M_3$ exprimée équation (2.19). On vérifie ainsi qu'il est possible de remplacer la sous-cavité $M_1 - M_2$ par un miroir M_{eq} de réflectivité complexe \tilde{r}_{eq} variable avec la fréquence.

Ce résultat était prévisible puisque la sous-cavité $[M_1, M_2]$ est passive.

5) Calcul des fréquences laser - Émission d'un couple de fréquences d'écart Δf applicable à la génération optique de microondes

Dans cette partie, nous calculons les fréquences de résonance de la cavité à trois miroirs en l'absence de milieu amplificateur. Puis en prenant en compte le milieu amplificateur, nous montrons qu'un fonctionnement sur deux fréquences seulement est possible.

a) Calcul du spectre de résonance de la cavité sans milieu amplificateur

Nous pouvons réécrire la condition de résonance (2.19) sous la forme :

$$2\pi \frac{2fL_2}{c} + \Psi(f) = 2q\pi \quad (q \text{ entier}) \quad (2.20)$$

où

$$\Psi(f) = \arg \left(\frac{r_2 + r_1 \exp j\phi_1}{1 + r_1 r_2 \exp \phi_1} \right) + \pi \quad (2.21)$$

$\Psi(f)$ n'est autre que le déphasage variable avec la fréquence f introduit par la réflexion sur le miroir M_{eq} équivalent à $[M_1, M_2]$. Le terme $2\pi 2fL_2/c$ est le déphasage introduit pour un aller et retour de l'onde plane entre M_3 et M_{eq} .

Le calcul des fréquences de résonance f_q est effectué numériquement en cherchant l'intersection du réseau de droites $y_{1,q}(f) = 2\pi q - 4\pi fL_2/c$ avec la courbe $y_{2,q}(f) = \Psi(f)$. La figure 2.14 montre schématiquement ces courbes pour $L_2/L_1 \approx 2,5$. Ce rapport est choisi pour des raisons de clarté du tracé.

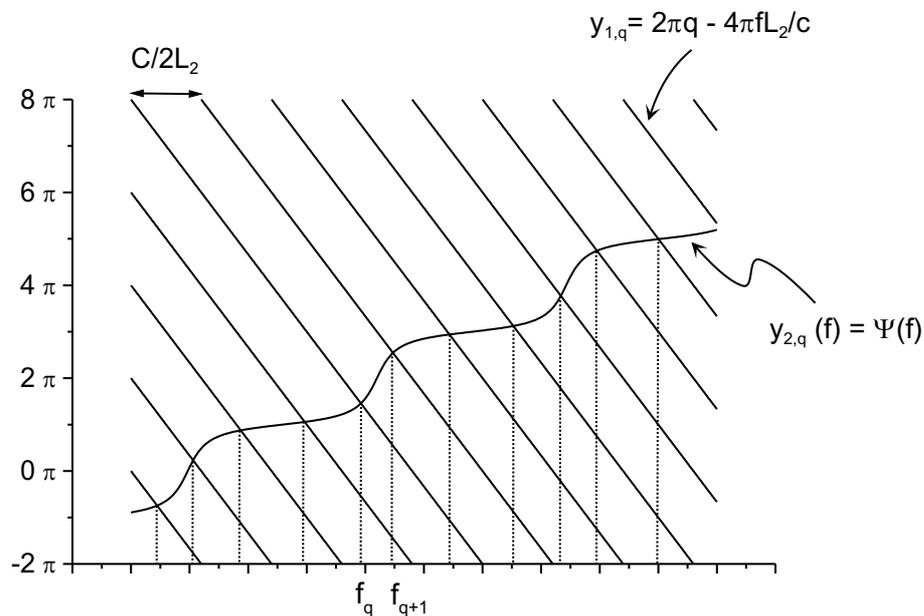


FIG. 2.14: Détermination graphique des fréquences de résonance f_q du système à trois miroirs sans gain.

Les valeurs de L_1 et L_2 effectivement choisies pour la détermination numérique des fréquences de résonance et la vérification expérimentale sont très différentes et sont consignées dans le tableau 2.2.

r_1	r_2	$\sqrt{T}r_3$	L_1	L_2	$c/2L_1$	$c/2L_2$
$\sqrt{0,995}$	$\sqrt{0,4}$	$\sqrt{0,95}$	9,3 mm	558 mm	16 GHz	269 MHz

TAB. 2.2: Valeurs utilisées dans les applications numériques pour illustrer le calcul des fréquences de résonance de la cavité à trois miroirs.

En notant les intersections entre le réseau de droites et la courbe représentant Ψ , il apparaît que les fréquences de résonance ne sont pas espacées régulièrement de $c/2L_2$ comme dans un résonateur classique à deux miroirs. Ceci est dû à la dépendance non linéaire de Ψ avec la fréquence.

La figure 2.15 représente l'écart fréquentiel entre deux modes consécutifs ($f_{q+1} - f_q$) (q entier) en fonction de la fréquence moyenne $\bar{f} = (f_{q+1} + f_q)/2$ rapportée à la fréquence $f_0 = c/\lambda_0$ ($\lambda_0 = 1064$ nm). Pour ce calcul, $L_1 = 9,3$ mm et $L_2 = 558$ mm.

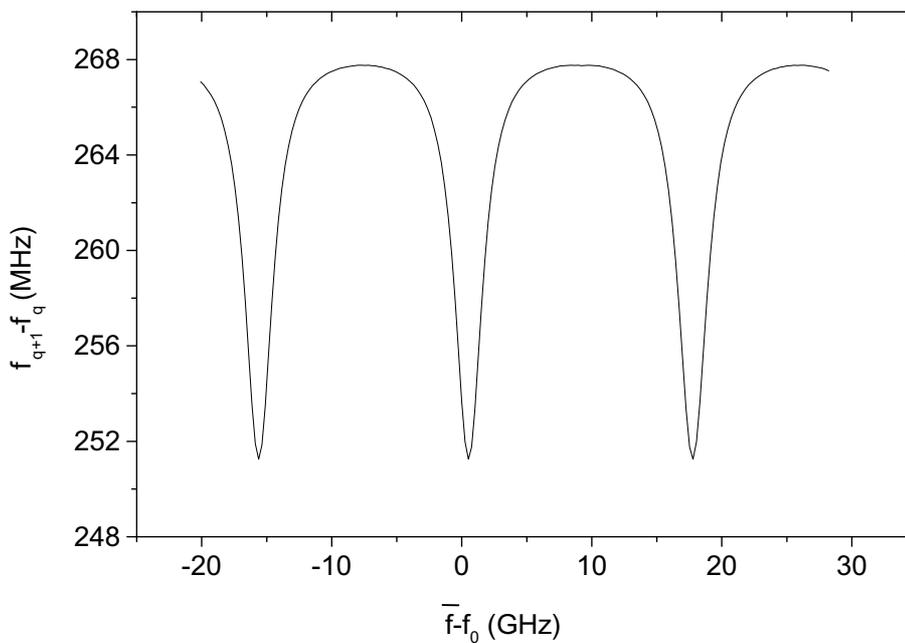


FIG. 2.15: Différence des fréquences des deux modes adjacents.

Il apparaît sur cette figure que l'écart fréquentiel entre les modes de la cavité varie périodiquement, avec la période $c/2L_1 \approx 16$ GHz.

Nous avons déterminé le peigne des fréquences de résonance de la cavité vide. Nous allons maintenant considérer les effets de filtrage spectral dus d'une part aux pertes liées à la dépendance du module de \tilde{r}_{eq} avec la fréquence, d'autre part à la courbe de gain laser.

b) Calcul du gain nécessaire pour compenser les pertes introduites par les différents éléments du résonateur

Le gain en champ nécessaire (double traversée du milieu amplificateur) est donné à partir de la condition d'auto-oscillation (2.15) par :

$$g = \frac{1}{Tr_3 \exp j\phi_2} \cdot \frac{-(1 + r_1 r_2 \exp j\phi_1)}{r_2 + r_1 \exp j\phi_1}$$

or

$$-\frac{1 + r_1 r_2 \exp j\phi_1}{r_2 + r_1 \exp j\phi_1} = \frac{1}{\tilde{r}_{eq}}$$

Le gain nécessaire est finalement donné par la relation :

$$g = \frac{1}{Tr_3 \tilde{r}_{eq} \exp j\phi_2} \quad (2.22)$$

Pour les fréquences de résonance de la cavité à trois miroirs vérifiant la condition (2.19), on a :

$$\tilde{r}_{eq} \exp j\phi_2 \quad \text{réel positif} \quad (2.23)$$

On a ainsi pour chaque mode :

$$\begin{aligned} \arg \tilde{r}_{eq} &= -\phi_2 \\ \text{et} \quad g &= \frac{1}{Tr_3 |\tilde{r}_{eq}|} \end{aligned} \quad (2.24)$$

On reconnaît ici la condition habituelle de fonctionnement permanent d'un laser à deux miroirs à savoir que le gain compense les pertes.

Partant de la relation (2.18) on en déduit :

$$|\tilde{r}_{eq}| = \sqrt{\frac{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \phi_1}{1 + r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \phi_1}} \quad (2.25)$$

Le gain en champ nécessaire pour une double traversée du milieu amplificateur s'exprime finalement par la relation :

$$g = \frac{1}{Tr_3} \sqrt{\frac{1 + r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \phi_1}{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \phi_1}} \quad (2.26)$$

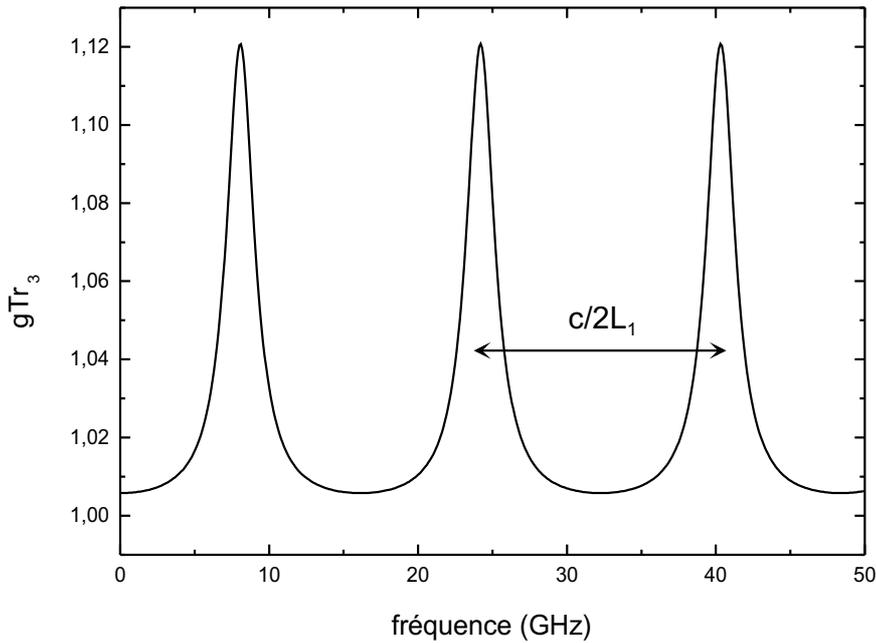


FIG. 2.16: Gain nécessaire à la compensation des pertes en fonction de la fréquence. $L_1 = 9.3 \text{ mm}$, $r_1 = \sqrt{0.995}$, $r_2 = \sqrt{0.4}$, $\sqrt{T}r_3 = \sqrt{0.95}$.

La figure 2.16 montre ce gain en fonction de la fréquence.

Le gain g étant fonction de la seule variable ϕ_1 , il a pour période $c/2L_1$. Il est minimum pour $\phi_1 = 2\pi \times m$ et maximum pour $\phi_1 = (2m + 1)\pi$ avec m entier. Les fréquences laser susceptibles d'être émises sont, parmi les fréquences de résonance de la cavité vide (relation 2.20), celles qui sont proches des minima de g , c'est-à-dire des maxima de $|\tilde{r}_{eq}|$.

c) Détermination des fréquences de résonance du laser à trois miroirs

Nous avons établi la condition de résonance pour une cavité vide. Afin de déterminer les fréquences réellement émises par le laser, il serait nécessaire de compléter cette condition en y incluant le déphasage ϕ_a lié à l'amplification (partie réelle de la susceptibilité diélectrique χ) ainsi que d'éventuels déphasages Ψ_i liés aux interactions des ondes avec des réseaux de franges fixes ou mobiles.

Ces déphasages (Ψ_a et Ψ_i) sont difficilement quantifiables ce qui empêche la détermination des valeurs exactes des fréquences de résonance en présence du milieu amplificateur pompé.

Or nous nous sommes attachés à l'obtention d'une fréquence de battement et à son ajustement indépendamment des valeurs absolues des fréquences qui battent. Nous négligeons donc les termes Ψ_a et Ψ_i . La fréquence de battement sera mesurée par un photodétecteur rapide associé à un analyseur de spectre.

Nous discutons ci-après l'ajustement fréquentiel par variation de la géométrie de la cavité en considérant les fréquences de la cavité vide.

Parmi toutes les fréquences de résonance f_q données par la condition de résonance (2.15), ne seront émises par le laser que celles pour lesquelles le gain disponible est égal au gain nécessaire calculé précédemment.

Le gain disponible dépend des caractéristiques du milieu amplificateur (cristal de YAG:Nd³⁺), c'est-à-dire de l'élargissement homogène de la raie laser et des effets de filtrage dus aux ondes stationnaires (modulation spatiale du gain ou *spatial hole burning*) [17, section 8.2].

La suite concerne l'émission de deux fréquences par le laser à trois miroirs à partir des schémas de la figure 2.17.

Le schéma 2.17.a rappelle la détermination des fréquences de résonance de la cavité vide. Le schéma 2.17.b donne le gain nécessaire g pour chacune de ces fréquences. Même avec une puissance de pompe très élevée, l'émission de la totalité des fréquences de résonance est rendue impossible par le caractère homogène de l'élargissement de la raie laser.

La modulation spatiale du gain entraîne une inhomogénéité du profil de raie qui permet l'oscillation simultanée de plusieurs fréquences. Cet effet se manifeste pour un écart entre fréquences de la dizaine ou de quelques dizaines de GHz correspondant au domaine des microondes.

Nous choisissons l'épaisseur L_1 du filtre passif M_{eq} pour que $c/2L_1$ appartienne à la gamme de fréquences qui vient d'être définie. Les fréquences qui vont être émises sont celles qui sont les plus proches des minima de g . Elles forment une suite $f_1, f_2, f_3 \dots$ presque périodique dans laquelle la courbe de gain ¹ (schéma 2.17.c) sélectionne deux fréquences f_1 et f_2 si la puissance de pompe est convenablement ajustée. Les fréquences f_1 et f_2 sont alors symétriques par rapport à la fréquence centrale de la bande de gain du milieu actif.

Avant de montrer comment les paramètres L_1 et L_2 permettent d'agir sur l'écart fréquentiel entre les deux modes résonants de fréquence f_1 et f_2 , nous discutons ci-après du choix de la réflectivité des miroirs M_1 et M_2 .

d) Choix des réflectivités des miroirs

Afin d'obtenir un seuil d'effet laser relativement bas, le coefficient de réflexion du miroir M_1 est choisi élevé, de l'ordre de 0,99. Le coefficient de réflexion du miroir M_2 joue sur le gain nécessaire g par l'intermédiaire du coefficient de réflexion en intensité $|\tilde{r}_{eq}|^2$ du miroir M_{eq} (figure 2.18.a).

¹La courbe de gain est une lorentzienne puisque le milieu est supposé à élargissement homogène. Sa largeur est égale à 120 GHz environ. La figure 2.17.c représente le sommet de cette courbe sur un intervalle de 30 GHz

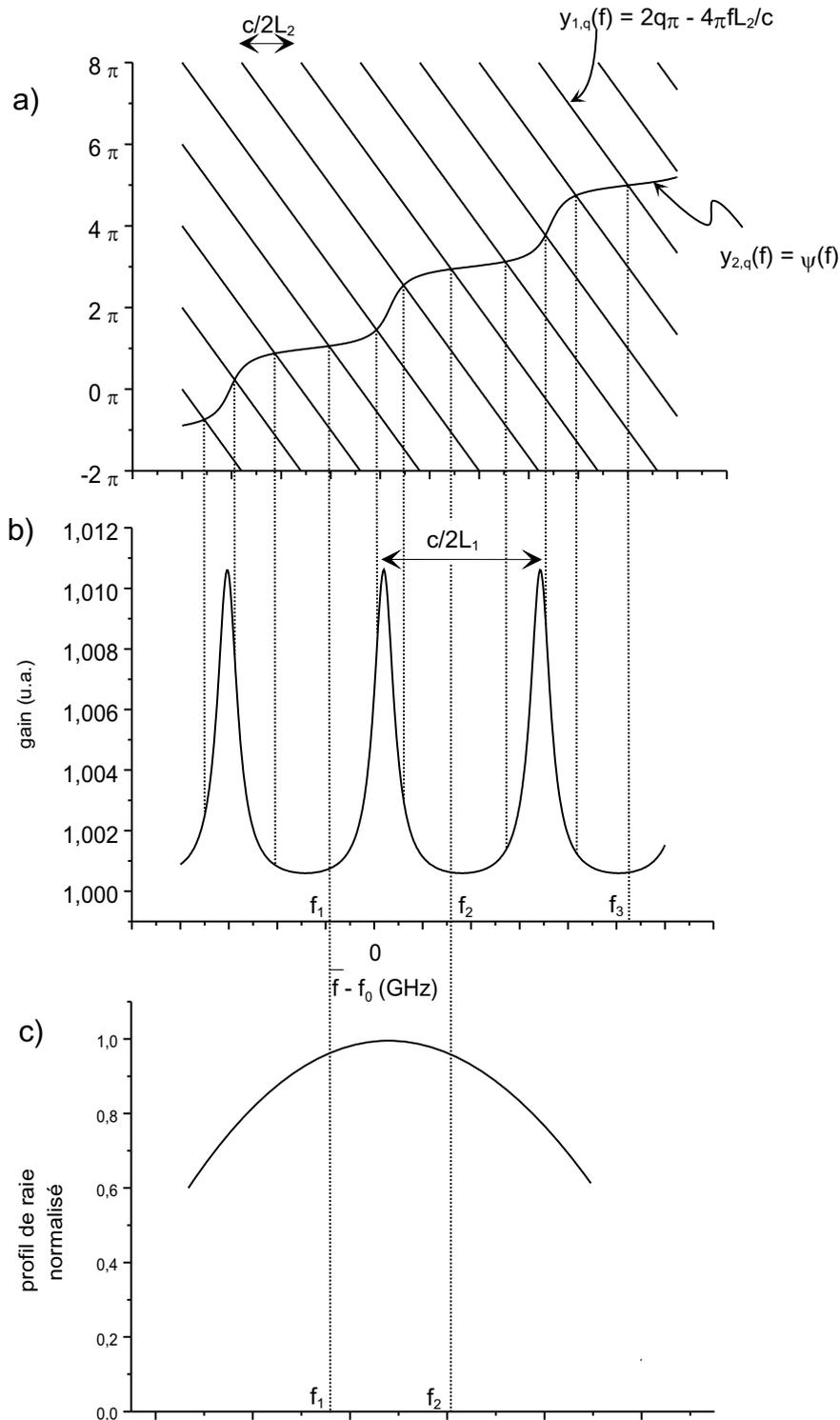


FIG. 2.17: Schéma montrant :

- a)** : la détermination graphique des fréquences de résonance du système à trois miroirs sans gain ;
- b) et c)** : la sélection de deux fréquences par les pertes dues aux différents composants de la cavité, et par la courbe de gain.

Dans le paragraphe précédent, nous avons considéré que les effets spatiaux créent une inhomogénéité dans le profil de raie mais nous avons négligé les modifications quantitatives du gain disponible qui peuvent résulter de ces effets spatiaux. Le contrôle de la fréquence de battement Δf n'est possible que si les pertes introduites par le miroir M_{eq} sur les fréquences indésirables sont suffisantes pour compenser les éventuelles variations de gain dues aux effets spatiaux.

Nous avons réalisé deux cavités à trois miroirs comportant des miroirs M_1 et M_3 identiques, mais avec des miroirs M_2 différents. Nous avons ainsi pu tester l'efficacité du filtrage fréquentiel par le Fabry-Pérot. Pour le premier couple de valeurs ($R_1 = 0,995$; $R_2 = 0,4$), nous avons observé une variation de l'écart fréquentiel entre les modes en modifiant la distance L_1 entre les miroirs M_1 et M_2 du filtre M_{eq} .

Pour l'autre couple de valeurs ($R_1 = 0,995$; $R_2 = 0,8$), l'écart entre les modes vaut 20 GHz lorsque l'on fait varier la distance L_1 entre M_1 et M_2 . Nous avons expliqué ce comportement par une insuffisance de la sélectivité spectrale du Fabry-Pérot : les pertes qu'il introduit ne peuvent compenser la valeur élevée du gain à 20 GHz attribuable aux effets spatiaux.

Pour chaque couple de valeurs, nous avons évalué la sélectivité spectrale, en calculant $diff = |r_{eq}(f)|^2 - |r_{eq}(f_0 + \delta f)|^2$. $diff$ est la variation du coefficient de réflexion entre les deux fréquences de résonance f_0 et $f_0 + \delta f$ de la cavité vide (figure 2.18) donné par la relation (2.20).

Le calcul est effectué avec $L_2 = 558$ mm, soit $\delta f \approx 270$ MHz. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau 2.3.

R_1	R_2	filtrage spectral	$diff$
0,995	0,4	oui	$6,1 \cdot 10^{-6}$
0,995	0,8	non	$1,6 \cdot 10^{-6}$

TAB. 2.3: Couples de miroirs testés pour réaliser le Fabry-Pérot et efficacité du filtrage.

Par la suite nous utiliserons donc, pour réaliser une source laser émettant deux fréquences d'écart contrôlable par variation de la longueur entre les miroirs, le couple de miroirs de réflectivités $R_1 = 0,995$ et $R_2 = 0,4$.

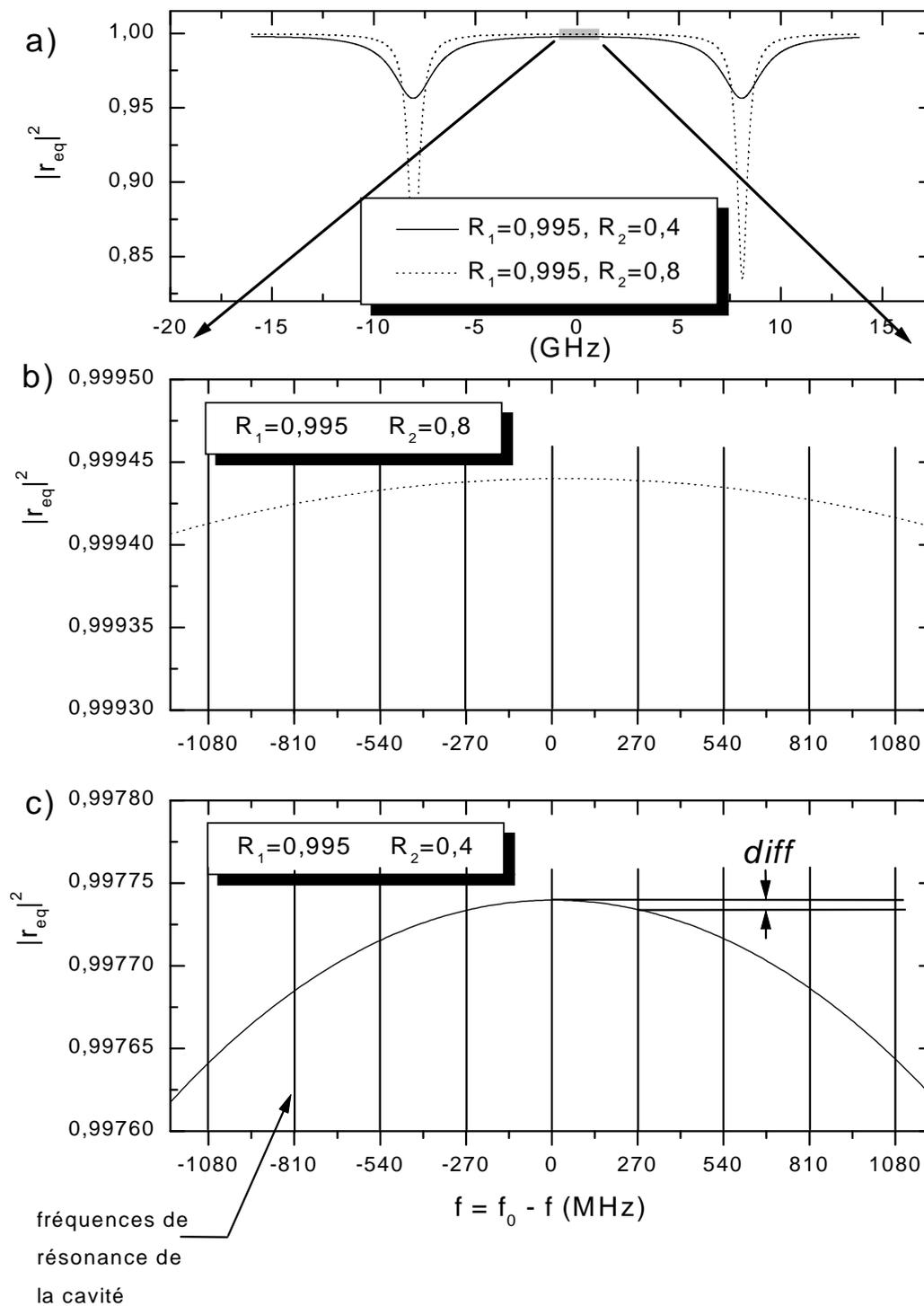


FIG. 2.18: Évolution de $|r_{eq}|^2$ en fonction de la fréquence rapportée à la fréquence centrale f_0 de la bande de gain du YAG:Nd³⁺ pour deux couples de réflectivités. Il apparaît clairement que le couple $R_1 = 0,995$ et $R_2 = 0,4$ est le plus sélectif spectralement.

6) Accordabilité de la fréquence de battement $\Delta f = f_2 - f_1$ par variation des longueurs L_1 et L_2 des sous-cavités

a) Variation de Δf en fonction de L_2

Nous étudions numériquement la variation de l'écart fréquentiel Δf entre les modes oscillants. Pour cela, nous faisons varier la longueur L_2 qui sépare M_3 et M_{eq} et maintenons constante la distance L_1 entre les deux composantes de M_{eq} .

Après avoir calculé les fréquences pour lesquelles le réseau de droites de la figure 2.17.a rencontre la courbe $\Psi(f)$, nous avons isolé numériquement celles pour lesquelles g est minimum. Nous avons alors retenu les deux fréquences f_1 et f_2 situées de part et d'autre de la fréquence $f_0 = c/\lambda_0$ ($\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$). L'ensemble du calcul a été effectué pour des valeurs de L_2 variant de 550 mm à 562 mm par pas de 0,5 mm avec $L_1 = 9,3 \text{ mm}$. Les résultats sont rassemblés sur la figure 2.19.

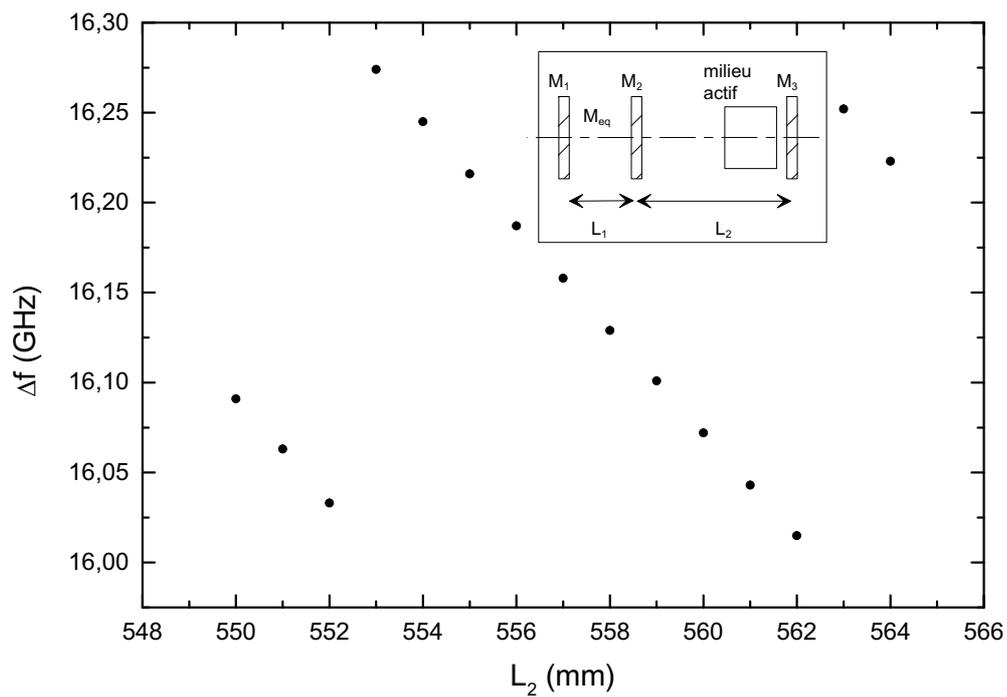


FIG. 2.19: Écart fréquentiel Δf calculé, en fonction de L_2 .

On constate que Δf varie quasi-linéairement avec des sauts d'amplitude de $\approx 270 \text{ MHz}$ tous les 10 mm environ. La pente des segments est d'environ $0,27 \text{ GHz/mm}$.

Nous donnons ci-après une interprétation de l'allure de la courbe représentée sur la figure 2.19.

fréquence de battement $\Delta f = f_2 - f_1$ pour une valeur donnée de L_2

Les fréquences f_1 et f_2 vérifient la condition de résonance (2.20) :

$$f_1 = \frac{c}{4\pi L_2}(2\pi q_1 - \Psi(f_1))$$

$$f_2 = \frac{c}{4\pi L_2}(2\pi q_2 - \Psi(f_2))$$

d'où :

$$\Delta f = \frac{c}{4\pi L_2}\{2\pi(q_2 - q_1) - (\Psi(f_2) - \Psi(f_1))\} \tag{2.27}$$

En toute rigueur, Ψ dépend de la fréquence f . Or nous avons montré que les fréquences effectivement émises par le laser sont celles pour lesquelles g est minimum ou proche du minimum. Au voisinage de ces fréquences, $\Psi(f)$ est sensiblement constant : Ψ varie de $0,04\pi$ pour une variation de fréquence de 269 MHz. De plus, d'après la figure 2.17, $\Psi(f_2) - \Psi(f_1) \approx 2\pi$. La relation (2.27) devient alors :

$$\Delta f = \frac{c}{2L_2}(q_2 - q_1 - 1) \tag{2.28}$$

La quantité $q_2 - q_1$ est un entier dont la valeur proche de L_2/L_1 ne peut être connue qu'en recherchant numériquement les fréquences f_1 et f_2 nécessitant un gain minimal. C'est la raison pour laquelle Δf est déterminé numériquement.

Variation de la fréquence de battement en fonction de L_2 et sauts de fréquence

La figure 2.20.a ci-après reproduisant 2.17.a montre qu'une variation de la distance L_2 se traduit par une rotation des droites d'équation $y_{1,q_i}(f) = 2\pi q_i - 4\pi f L_2/c$ ($i = 1$ ou 2) autour de leur point d'intersection avec l'axe des ordonnées.

Lorsque L_2 varie, la variation de la fréquence f_2 est supérieure à celle de f_1 . On obtient ainsi un effet différentiel qui permet d'ajuster Δf . En différentiant la relation (2.28), on trouve :

$$d(\Delta f) = -\frac{c}{2L_2^2}(q_2 - q_1 - 1)dL_2$$

qui montre que pour une petite variation de L_2 , on a une correspondance quasi linéaire entre la variation de Δf et celle de L_2 . En prenant $L_2/L_1 = 55 = q_2 - q_1$, on retrouve $d(\Delta f)/d(L_2) \approx 0,27$ GHz/mm.

En faisant varier L_2 , les fréquences f_1 et f_2 se déplacent par rapport aux minima de la courbe

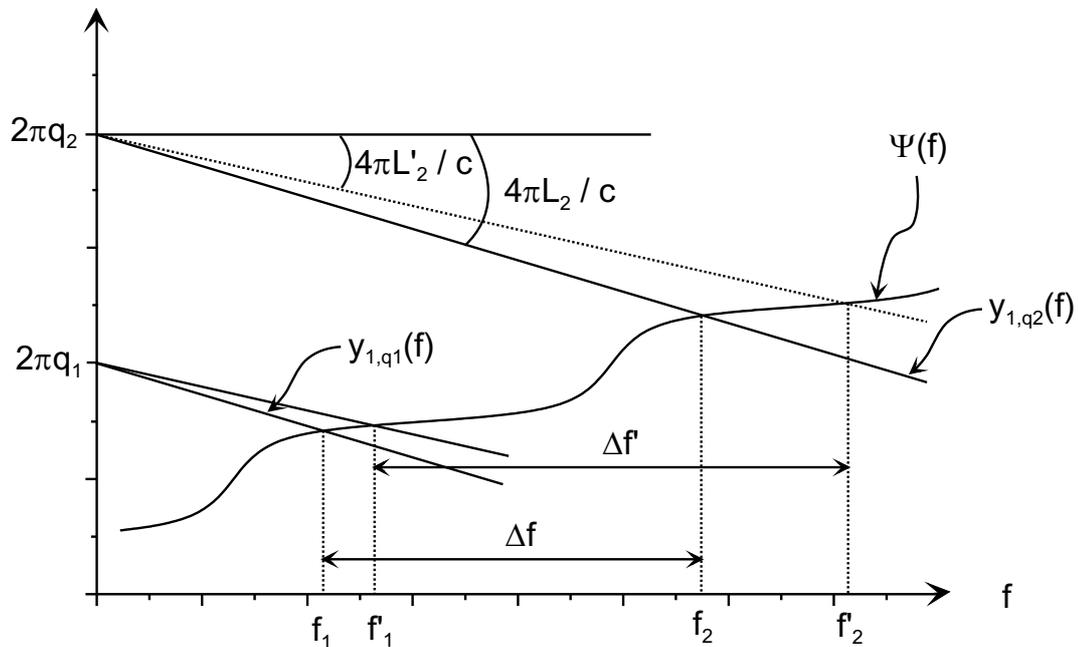


FIG. 2.20: Représentation des fréquences de résonance f_1 et f_2 pour deux longueurs L_2 et L'_2 de la sous-cavité $[M_2, M_3]$.

de gain. La condition de gain minimal n'est alors plus remplie pour les valeurs de q_1 et q_2 , mais pour $q_1 \pm 1$ et/ou $q_2 \pm 1$. On observe alors des sauts de mode expliquant les discontinuités de Δf sur la figure 2.19.

L'étude qui vient d'être faite montre l'intérêt du dispositif à trois miroirs : il est possible d'ajuster très finement Δf en faisant varier la longueur L_2 . À partir de la figure 2.19, on peut calculer qu'une variation de L_2 égale à 1 mm entraîne une variation relative de Δf égale à 0,18 % pour $\Delta f \approx 16$ GHz. En supposant la précision de translation de l'ensemble $[M_1, M_2]$ égale à $5 \mu\text{m}$, la plus petite variation de Δf vaut 150 kHz. Si on considère à titre de comparaison une cavité laser classique à deux miroirs émettant seulement deux modes espacés de 16 GHz (cavité de longueur 9,3 mm), nous vérifions qu'une translation de l'un des deux miroirs égale à $5 \mu\text{m}$ produit une variation de Δf égale sensiblement à 8 000 kHz. Le système à trois miroirs permet un ajustement 50 fois plus fin de la fréquence de battement Δf .

Avec le laser à trois miroirs, il n'est pas possible en modifiant L_2 et en gardant L_1 constant de réaliser continûment un ajustement fin de Δf sur une grande plage comme le montre la figure 2.19.

b) Variation de Δf en fonction de L_1

Nous étudions dans cette partie l'influence sur Δf d'une variation de l'épaisseur L_1 du filtre $M_{eq} = [M_1, M_2]$ en maintenant constante la longueur L_2 . La figure 2.21 représente l'écart Δf entre

les deux fréquences f_1 et f_2 émises par le laser, lorsque L_1 varie. Le calcul numérique de f_1 et f_2 a été réalisé comme indiqué précédemment : on cherche parmi les fréquences de résonance de la cavité vide à trois miroirs celles qui nécessitent le gain minimal.

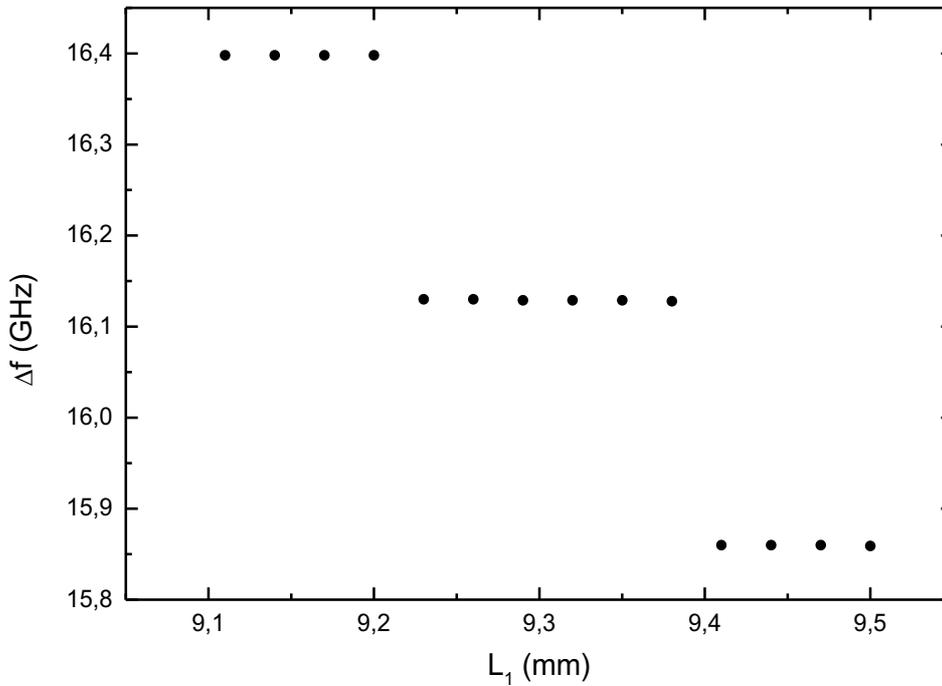


FIG. 2.21: Écart fréquentiel Δf calculé en fonction de L_1 .

On constate que Δf varie par paliers. En se rapportant à la figure 2.22 ci-après, les paliers apparaissent comme une conséquence de l'indépendance du réseau de droites vis à vis de L_1 , tandis que les sauts de fréquence ont la même origine que ceux de Δf en fonction de L_2 (sauts des modes q_1 et q_2 aux modes $q_1 \pm 1$ et/ou $q_2 \pm 1$).

c) Suppression des sauts de fréquence

Nous allons montrer maintenant qu'il est possible de faire varier continûment Δf en agissant à la fois sur L_1 et L_2 . Pour éviter les discontinuités, on doit avoir satisfait simultanément aux conditions suivantes :

- q_1 et q_2 constantes (cf. figure 2.20 et 2.22)

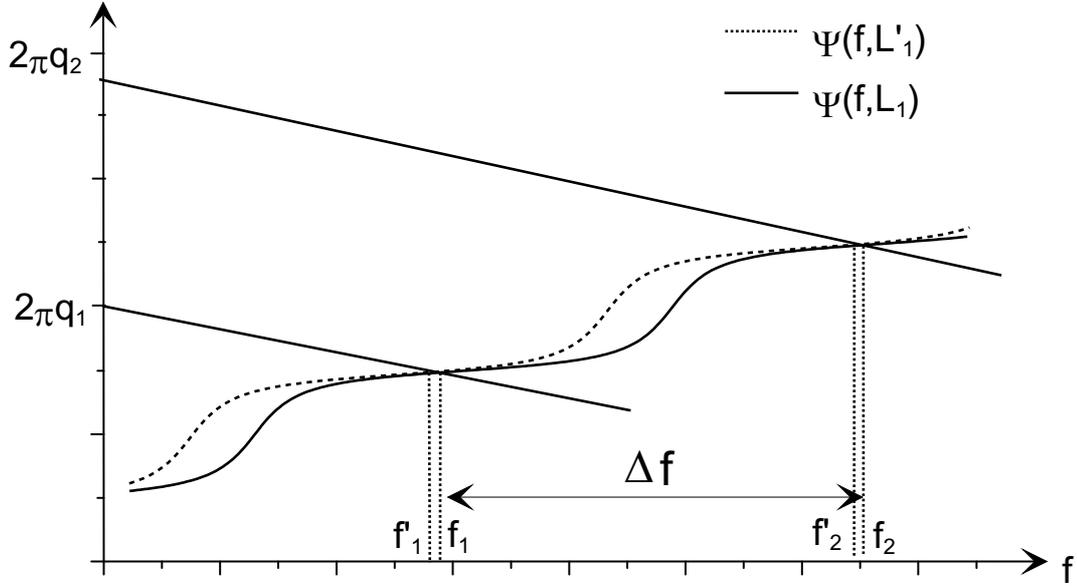


FIG. 2.22: Représentation des fréquences de résonance f_1 et f_2 pour deux longueurs L_1 et L'_1 de la sous-cavité $[M_1, M_2]$.

– $\Psi(f_1)$ et $\Psi(f_2)$ constantes lorsque L_1 et L_2 varient², $\Psi(f_1)$ et $\Psi(f_2)$ vérifiant (d'après 2.20) :

$$\begin{aligned}\Psi(f_1) &= 2\pi q_1 - 4\pi f_1 \frac{L_2}{c} \\ &= \text{constante}\end{aligned}\quad (2.29)$$

et

$$\begin{aligned}\Psi(f_2) &= 2\pi q_2 - 4\pi f_2 \frac{L_2}{c} \\ &= \text{constante}\end{aligned}\quad (2.30)$$

La constance de $\Psi(f_1)$ et $\Psi(f_2)$ entraîne celles de $\phi_1(f_1)$ et $\phi_1(f_2)$ (relation 2.21) avec :

$$\begin{aligned}\phi_1(f_1) &= \frac{2\pi}{c} f_1 2L_1 \\ \phi_1(f_2) &= \frac{2\pi}{c} f_2 2L_1\end{aligned}\quad (2.31)$$

d'où

$$\frac{df_1}{f_1} = \frac{df_2}{f_2} = \frac{d\Delta f}{\Delta f}$$

²ce qui revient à maintenir les pertes constantes et minimales, puisque Ψ et r_{eq} sont liés entre eux

d'après (2.29) et (2.30), on tire facilement :

$$\frac{df_1}{f_1} + \frac{dL_2}{L_2} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{df_2}{f_2} + \frac{dL_2}{L_2} = 0$$

De la même manière, on montre à partir de (2.31) que :

$$\frac{df_1}{f_1} + \frac{dL_1}{L_1} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{df_2}{f_2} + \frac{dL_1}{L_1} = 0$$

D'où :

$$\boxed{\frac{d\Delta f}{\Delta f} = -\frac{dL_1}{L_1} = -\frac{dL_2}{L_2}} \quad (2.32)$$

Pratiquement, l'ajustement continu de Δf sans saut de fréquence sur une large gamme peut être obtenu en déplaçant les miroirs M_1 et M_2 de quantités dL_1 et dL_2 vérifiant la relation (2.32).

IV Résultats expérimentaux : laser à deux fréquences d'écart ajustable dans la gamme microonde

Afin de valider le modèle développé dans la section II, nous avons cherché à mesurer l'accordabilité du spectre d'émission d'un laser à trois miroirs. Nous nous sommes assurés en ajustant la puissance de pompage et en analysant spectralement le rayonnement, que l'émission ne contenait que deux modes longitudinaux de même intensité. L'écart fréquentiel Δf entre ces deux modes a été étudié dans deux configurations différentes :

- avec un laser pompé longitudinalement : nous avons mesuré l'évolution fine de Δf en fonction de la longueur L_2 de la plus grande des sous-cavités sur une plage d'environ 270 MHz et pour Δf voisin de 16 GHz.
- avec un laser pompé transversalement : les variations de Δf sur une plage beaucoup plus étendue, de 10 à 40 GHz, ont été mesurées en fonction de la longueur L_1 de la plus petite des sous-cavités.

1) Émission de deux fréquences par un laser pompé longitudinalement et ajustement très fin de la fréquence de battement

Nous cherchons ici à vérifier expérimentalement l'aptitude du laser à trois miroirs à générer deux modes longitudinaux dont l'écart est finement accordable par variation de la longueur L_2 de la plus grande des deux sous-cavités formant le résonateur.

a) Dispositif expérimental

Nous avons réalisé un résonateur dérivé d'une cavité à transformation de Fourier dans lequel l'un des miroirs de la cavité est remplacé par le couple de miroirs M_1 et M_2 (figure 2.23). L'architecture du résonateur à transformée de Fourier est doublement intéressante : elle permet d'une part l'utilisation d'un Fabry-Pérot à miroirs plans, d'autre part la réalisation d'un faisceau de longueur de stabilité supérieure à $c\delta t$ où δt est la durée de la réponse impulsionnelle du Fabry-Pérot. La troisième surface réfléchissante, notée M_3 , est formée par la face arrière du milieu amplificateur. Les trois miroirs sont montés sur des platines de translation distinctes. Les distances L_1 entre les miroirs M_1 et M_2 d'une part, et L_2 entre M_2 et M_3 d'autre part, sont ajustables grâce à des vis micrométriques donnant le 100^e de millimètre. L'incertitude de positionnement des diverses surfaces réfléchissantes est ainsi de quelques micromètres. Elle est comparable aux dérives liées à la construction du résonateur.

Le milieu amplificateur est un cristal de YAG dopé néodyme à 1,1% en atomes dont la face de sortie (côté lentille L) est traitée antireflet à 1064 nm et taillée à deux degrés par rapport à l'axe du barreau afin qu'il ne puisse s'établir une oscillation entre les faces du barreau. La face arrière est traitée antireflet à 808 nm, et R_{max} à 1064 nm, constituant ainsi le miroir M_3 . Le cristal est pompé longitudinalement par une diode laser d'émission continue à 808 nm. Le laser émet alors un rayonnement continu de longueur d'onde moyenne 1064 nm.

Le coupleur de sortie est une lame à faces parallèles P insérée entre la lentille L et le miroir M_2 . L'angle formé par l'axe du laser et la normale à cette lame est proche de l'angle de Brewster. Le rayonnement émis est alors polarisé linéairement dans le plan de la feuille. L'écart par rapport à l'angle de Brewster est suffisant pour obtenir une puissance de sortie de 2 mW sur chacun des deux faisceaux de sortie pour une puissance de pompage égale à 800 mW.

b) Visualisation en temps réel du nombre de raies dans le spectre

Le rayonnement résiduel transmis par le miroir M_1 a une puissance d'environ 200 μ W pour une puissance de pompage égale à 800 mW. Nous l'utilisons à des fins d'analyse spectrale. Ce faisceau de type TEM₀₀ attaque un réseau holographique sous un angle d'incidence de 88,2 degrés par rapport à la normale au réseau. Ce réseau est blazé à 1064 nm et comporte 1872 traits/mm sur une longueur de 16 cm. Le premier ordre de diffraction forme alors un angle de 83,1 degrés par rapport à cette normale. L'image du spectre de fréquences temporelles du rayonnement est alors formée sur la matrice d'une caméra CCD en utilisant une lentille de focale $\Phi=1$ m.

Nous allons évaluer dans ce qui suit les caractéristiques de ce dispositif d'analyse spectrale : plus grand écart fréquentiel mesurable et pouvoir de résolution. La figure 2.24 représente le faisceau

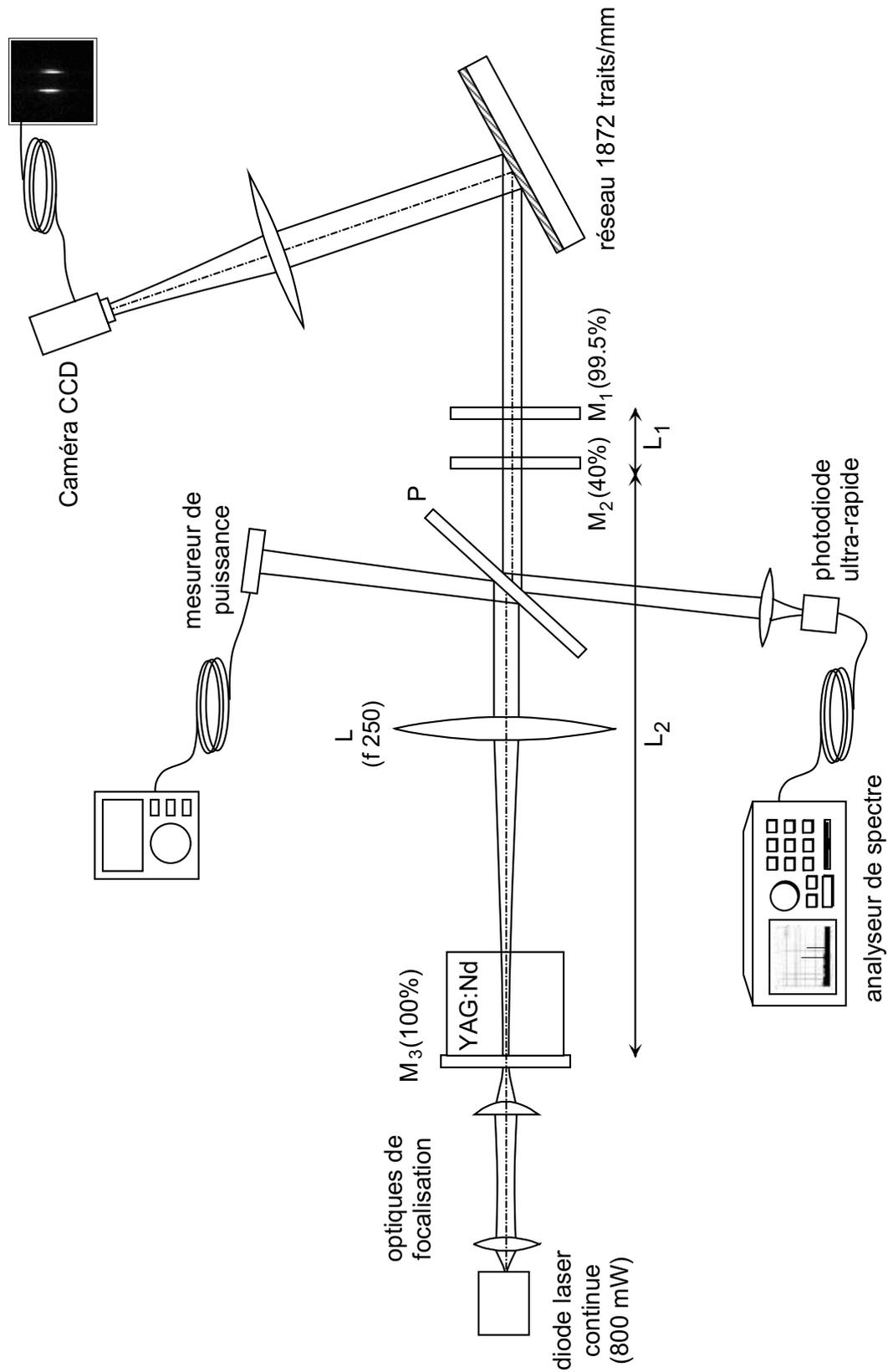


FIG. 2.23: Montage utilisé pour la mesure de l'écart fréquentiel entre les deux modes émis par un laser pompé longitudinalement.

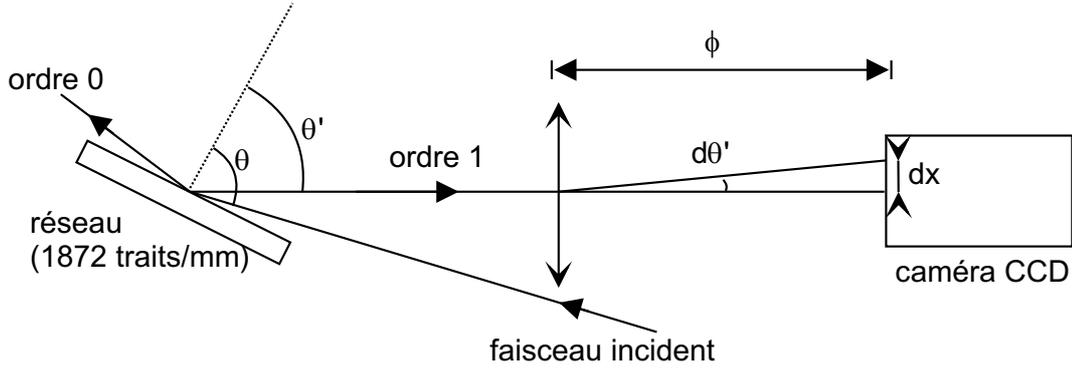


FIG. 2.24: Système d'analyse spectrale à réseau utilisé pour le contrôle du nombre de raies dans le spectre.

incident sur le réseau, et le premier ordre de diffraction. L'angle d'incidence θ sur le réseau et l'angle θ' du premier ordre de diffraction sont liés par la relation suivante :

$$\sin(\theta) + \sin(\theta') = \frac{\lambda}{p} \quad (2.33)$$

où $p \approx 534 \text{ nm}$ est le pas du réseau, $\lambda = 1064 \text{ nm}$ est la longueur d'onde moyenne du rayonnement
En différentiant la relation 2.33, on obtient la formule de dispersion :

$$df = \frac{cp \cos \theta'}{\lambda^2 \Phi} dx \quad (2.34)$$

où dx représente la distance séparant les deux composantes spectrales du rayonnement, de fréquences f et $f + \Delta f$ dans le plan focal de la lentille qui suit le réseau.

On obtient finalement, en considérant les paramètres expérimentaux :

$$df \text{ (GHz)} = 0,0176 dx \text{ (\mu m)}$$

Le champ transversal de la caméra CCD ayant une largeur de 5,6 mm, on en déduit que le plus grand écart fréquentiel $\Delta f = f_2 - f_1$ mesurable est 100 GHz, ce qui est tout à fait compatible avec la gamme de fréquences mesurées.

La résolution du dispositif peut être calculée à partir de la résolution intrinsèque du réseau. Celui-ci reçoit, pour chaque raie, le faisceau de très faible largeur de bande, limité par la diffraction, en provenance du laser. L'incidence très élevée permet à ce faisceau d'éclairer le réseau sur toute sa longueur égale à 160 mm. Dans ces conditions, le pouvoir de résolution intrinsèque est donné par $R = f/\delta f = kN$ où $k = 1$ (réseau utilisé dans l'ordre 1) et $N = 160 \times 1872 \approx 3.10^5$ est le nombre total de traits du réseau. La résolution en fréquence correspondante est :

$$\delta f = \frac{c}{R\lambda} = 940 \text{ MHz}$$

Cette résolution est insuffisante à la fois :

- pour distinguer si chaque raie laser observée comporte une ou plusieurs composantes résonnantes distantes de $c/2L_2$ environ ;
- pour réaliser une mesure fine (précision de l'ordre du MHz) de la fréquence de battement Δf en fonction de L_2 .

L'utilité du dispositif d'analyse spectroscopique réside essentiellement dans la vérification du nombre de raie émises qui doit être égal à deux.

c) Dispositif électronique d'analyse spectrale fine du rayonnement

Nous avons vu qu'une imagerie du spectre en utilisant un réseau s'avère insuffisante pour obtenir une mesure précise de l'écart fréquentiel Δf . Nous avons donc effectué un enregistrement temporel du signal émis par le laser suivi d'une détermination électronique de la fréquence de battement.

Nous avons utilisé une photodiode ultra-rapide New Focus modèle 1437. Le détecteur est une pastille d'InAsGa de 20 μm de diamètre, dont la bande passante est de 25 GHz à 1064 nm. Cette photodiode est associée à un analyseur de spectre Rohde&Schwarz dont la bande passante s'étend de 20 Hz à 40 GHz.

Le second faisceau émergent du laser est utilisé pour contrôler la puissance émise. Il nous permet de faire les mesures à puissance constante, et de prévenir toute détérioration de la photodiode ultrarapide par une surexposition lumineuse.

d) Écart fréquentiel Δf en fonction de la longueur L_2

Nous avons mesuré l'écart fréquentiel Δf entre les modes émis par le laser en fonction de la distance L_2 séparant les miroirs M_2 et M_3 . La puissance émise par la diode de pompage est de 800 mW, de façon à ce que le spectre des fréquences temporelles du rayonnement ne contienne que deux fréquences. La position du miroir M_1 est ajustée de telle sorte que le laser émette deux fréquences symétriques par rapport au centre de la bande de gain, afin de répartir l'énergie lumineuse de façon équitable sur chacun de ces modes. Nous vérifions en permanence sur le moniteur de la caméra CCD (figure 2.23) que le spectre ne contient effectivement que deux raies d'intensités égales.

La fréquence de battement entre les deux modes est mesurée à l'aide de l'analyseur de spectre.

La distance L_1 est égale à 9,3 mm de telle sorte que la fréquence de battement résultante, proche de $c/2L_1 \approx 16$ GHz, se situe dans la bande passante de la photodiode ultra-rapide. La distance L_2 , initialement égale à 55 cm, est modifiée en translatant individuellement les miroirs M_1 et M_2 d'une même quantité³. Dans le montage de principe que nous avons réalisé, les miroirs M_1 et M_2 ne sont pas solidaires mécaniquement, et la distance les séparant varie légèrement lorsqu'on les translate. Ceci implique que la fréquence de battement peut subir des sauts de $c/2L_2 \approx 270$ MHz.

Les résultats de la mesure sont représentés figure 2.25 et comparés aux résultats théoriques de la partie précédente. La distance L_2 a été progressivement augmentée en translatant le Fabry-Pérot par pas de 300 μm sur une distance de 9,7 mm. L'écart fréquentiel est alors continûment variable sur 270 MHz, et ce de façon presque linéaire. Les sauts aux positions 1, 2 et 3 sont liés à l'échantillonnage de l'analyseur de spectre. En effet, l'écart fréquentiel est mesuré avec un pas de 8 MHz, et la variation de Δf entre deux points de mesure consécutifs est très probablement légèrement supérieure en valeur absolue à 8 MHz⁴, ayant pour conséquence les sauts observés. Ces variations brutales de l'écart fréquentiel s'espacent à mesure que la pente de la courbe augmente et se rapproche de 8 MHz/300 μm .

e) Largeur et stabilité de la raie de battement

La qualité du signal microonde généré par le laser se mesure essentiellement par :

- l'accordabilité de la fréquence de battement Δf ;
- la largeur de bande (où longueur de cohérence de la raie de battement) ;
- la stabilité de Δf au cours du temps.

Nous avons montré précédemment que le laser permet un ajustement très fin de l'écart entre les deux modes lasers émis. Nous nous intéressons dans ce qui suit aux deux autres caractéristiques : largeur de la bande du signal microonde et stabilité de la raie de battement au cours du temps.

Largeur de la bande du signal microonde

Un rappel succinct du fonctionnement de l'analyseur de spectre électronique permet de dégager les paramètres importants pour la mesure. Dans cet appareillage, le spectre est déterminé à partir d'un filtre étroit dont la fréquence centrale balaie la plage spectrale que l'on veut explorer. Ce filtre doit rester suffisamment longtemps sur un intervalle spectral pour qu'il fournisse une valeur stationnaire

³Translater simplement le miroir M_3 aurait pour conséquence une défocalisation du faisceau de pompage dans le cristal de YAG, et se traduirait par une chute de la puissance de sortie du laser, ainsi que par une baisse de l'efficacité du filtrage par le gain

⁴Cette coïncidence entre le pas d'échantillonnage de l'analyseur et la variation de fréquence égale à 8 MHz pour la translation du Fabry-Pérot de 300 μm est totalement fortuite. La pente de la droite n'est en rien liée à la résolution de l'analyseur de spectre

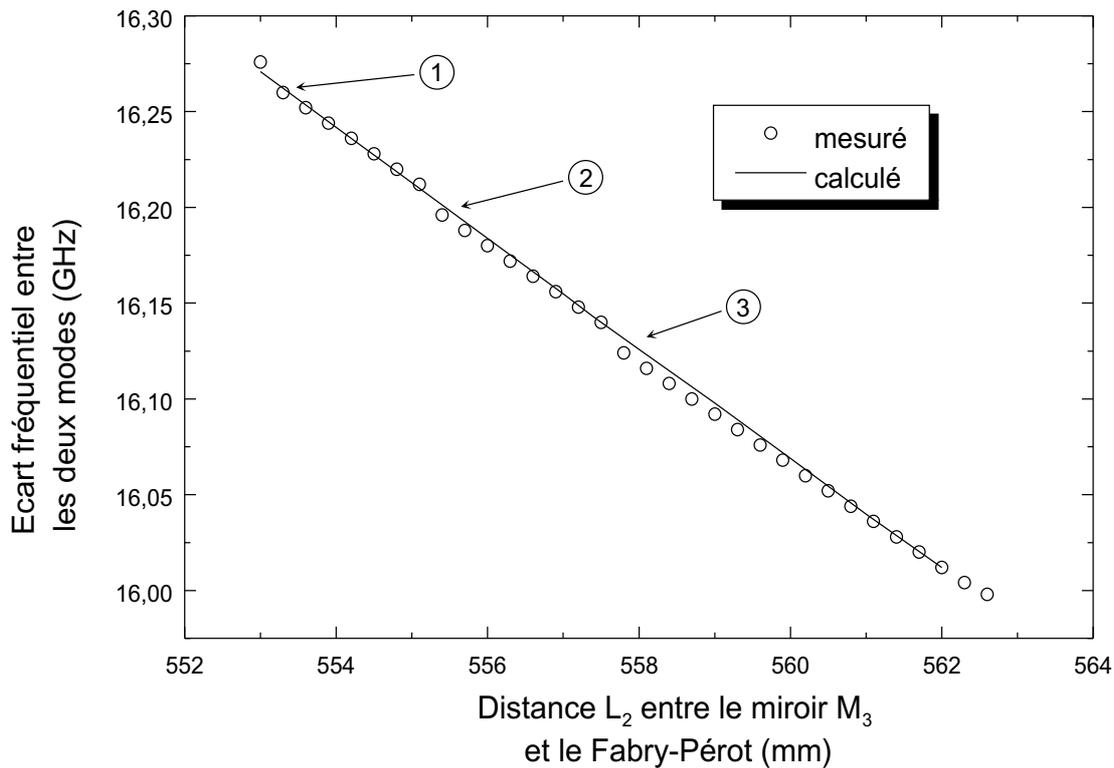


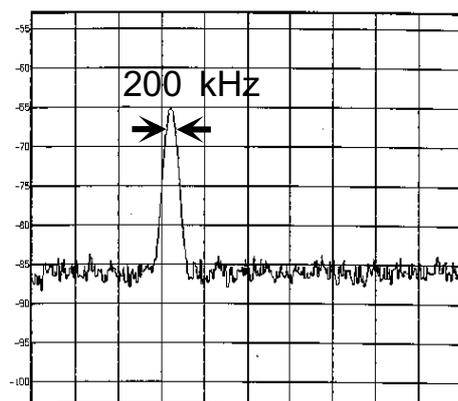
FIG. 2.25: Évolution mesurée et calculée de l'écart fréquentiel entre les deux modes en fonction de la distance L_2 entre les miroirs M_2 et M_3 .

représentant l'intégrale de Fourier du signal. Les paramètres de l'analyse spectrale sont donc la bande passante de résolution de l'analyseur, la durée du balayage, et la plage fréquentielle explorée.

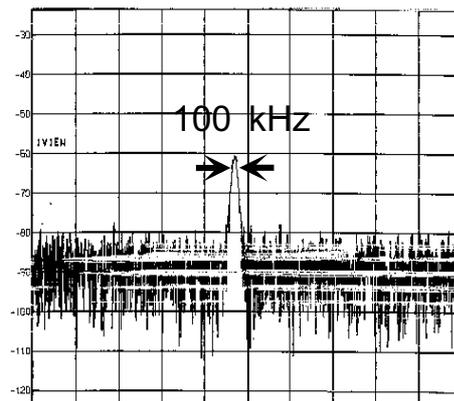
- La bande passante de résolution est caractérisée par sa largeur fréquentielle qui limite son aptitude à distinguer deux raies de fréquences séparées de δf . Les bandes passantes de résolution de l'analyseur de spectre sont fixées par des filtres numériques ayant une réponse fréquentielle gaussienne. Elles sont ajustables entre 1 Hz et 10 MHz à -3 dB ;
- La durée de balayage doit être suffisamment longue pour obtenir une reconstruction correcte du spectre ;
- la plage fréquentielle explorée est liée aux deux paramètres précédents.

L'analyseur de spectre nous donne la possibilité d'ajuster ces trois paramètres indépendamment, mais nous signale lorsque leur combinaison mène à une mesure erronée du spectre.

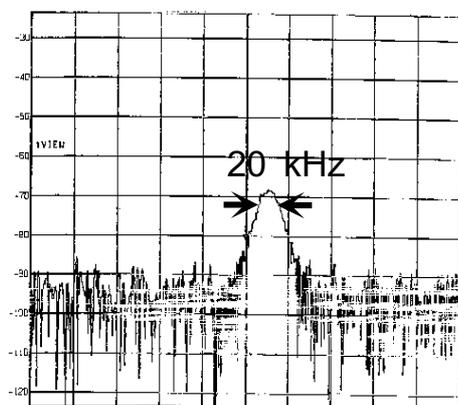
Nous avons mesuré la largeur de bande du signal microonde en resserrant à chaque fois la plage fréquentielle balayée. Comme le montre la figure 2.26, la largeur de raie trouvée est alors systématiquement identique à la fonction d'appareil de l'analyseur pour toute valeur de la bande passante de résolution (BPR) comprise entre 200 kHz et 20 kHz.



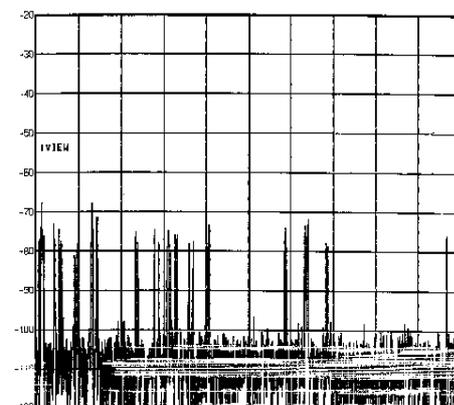
BPR = 200 kHz, balayage = 10 MHz, durée du balayage = 25 ms.



BPR = 100 kHz, balayage = 10 MHz, durée du balayage = 5 ms.



BPR = 20 kHz, balayage = 500 kHz, durée du balayage = 7,5 ms.



BPR = 1 kHz, balayage = 100 kHz, durée du balayage = 560 ms.

FIG. 2.26: Largeur de la raie de battement pour différentes bandes passantes de résolution (BPR) et différentes durées de balayage.

Pour des résolutions très grandes (bande passante de résolution inférieure à 20 kHz), les durées de balayage sont égales à plusieurs centaines de millisecondes, et les instabilités mécaniques du laser interdisent toute mesure significative de la largeur de la raie de battement.

On peut donc conclure de ces résultats que le signal microonde généré a une largeur de bande inférieure à 20 kHz à -3 dB.

Cette très grande finesse est attribuable en partie à l'affinement des raies par le réseau de Bragg issu de la modulation spatiale du gain par les ondes stationnaires. La longueur de cohérence du signal de battement dépend de la largeur de chacune des raies optiques qui lui donnent naissance. Elle est limitée par le bruit d'émission spontanée, mais aussi par les instabilités mécaniques qui font fluctuer les distances entre les miroirs au cours du temps.

Stabilité de Δf au cours du temps

L'observation de l'évolution temporelle du spectre a montré que celui-ci reste stable sur une durée pouvant aller jusqu'à la seconde. Sur des durées supérieures à quelques secondes, la fréquence Δf de la raie de battement subit des sauts d'environ 1,7 MHz (figure 2.27) attribuables aux instabilités mécaniques du montage. Un asservissement des longueurs des sous-cavités permettrait certainement de stabiliser la fréquence de battement sur plusieurs secondes. La largeur de battement mesurée dans ces conditions serait moindre.

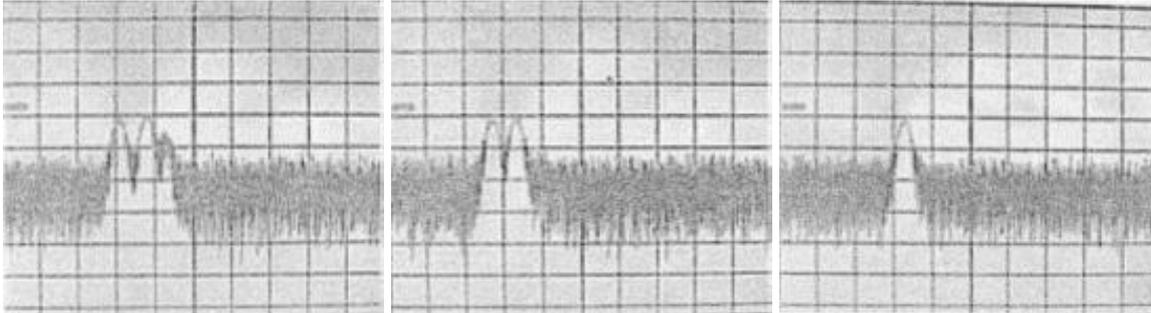


FIG. 2.27: Fluctuations au cours du temps de la raie de battement.

2) Émission par un laser pompé transversalement de deux fréquences d'écart Δf ajustable sur une plage de plusieurs dizaines de GHz

Nous avons cherché ici à faire varier dans une gamme étendue (plus de 30 GHz) la fréquence de battement Δf en modifiant l'épaisseur L_1 du Fabry-Pérot M_{eq} constitué par M_1 et M_2 .

a) Dispositif expérimental

Le schéma du laser pompé transversalement utilisé est représenté figure 2.28.

Nous avons montré avec cette nouvelle configuration que l'émission d'un couple de fréquences, dont l'écart Δf est ajustable, est indépendante de la nature du pompage (longitudinal ou transversal). De plus, nous avons vérifié expérimentalement l'accordabilité de Δf sur une grande plage de fréquences par modification de l'épaisseur L_1 entre les miroirs M_1 et M_2 du filtre Fabry-Pérot.

Les réflectivités des miroirs plans M_1 et M_2 sont respectivement de R_{max} et 90%. Le miroir plan M_3 situé à l'autre extrémité de la cavité est réfléchissant à 95% et joue le rôle de coupleur de sortie. La longueur L_2 est égale à 1 m, et L_1 est initialement réglée à 16 mm. Le milieu amplificateur est un cristal de YAG:Nd³⁺ dopé à 1,1% en atomes et long de 10 mm. Il est pompé transversalement par une batterie de diodes laser impulsives délivrant des impulsions d'une durée de 1,1 ms, d'une puissance de 50 W, et à une fréquence de répétition de 34 Hz. Le filtrage spatial est réalisé grâce

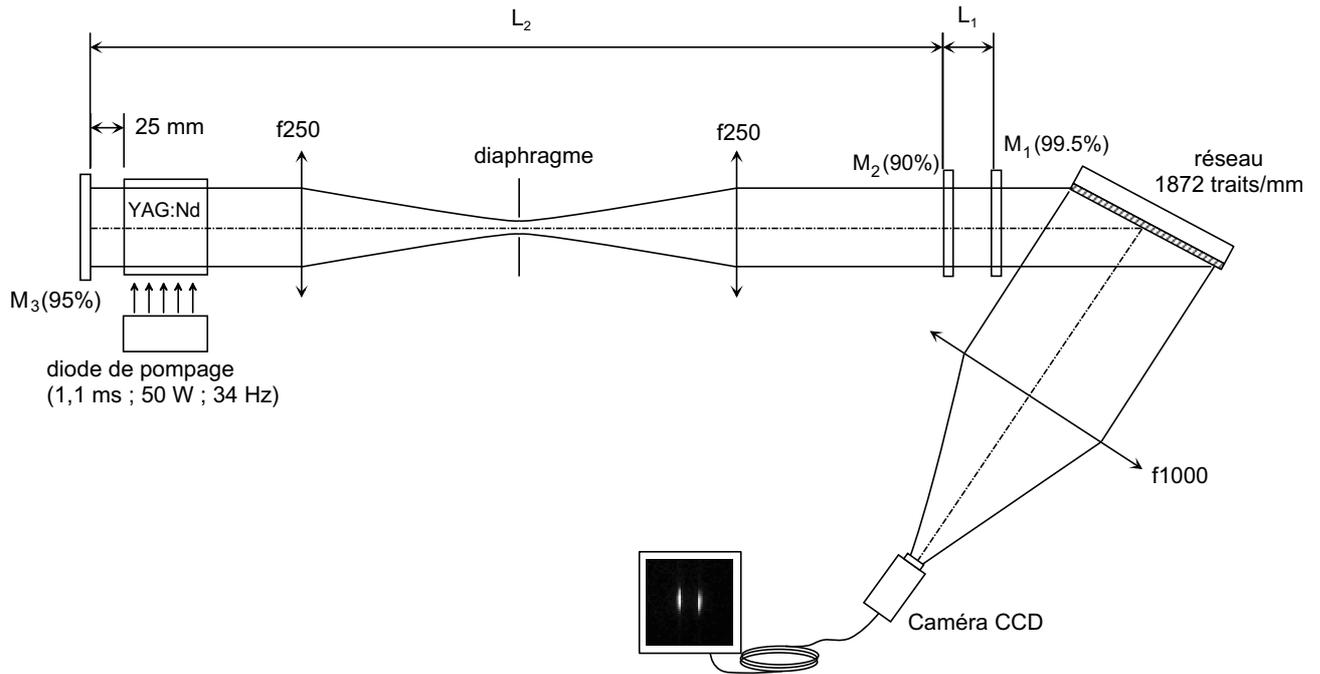


FIG. 2.28: Montage utilisé pour la mesure de l'écart fréquentiel entre les deux modes émis par un laser pompé transversalement.

à un diaphragme placé dans le plan du point de pincement du faisceau laser. L'émission de profil TEM_{00} est pulsée à 34 Hz et à la longueur d'onde de 1064 nm.

Nous avons constaté qu'en choisissant un miroir M_2 de haute réflectivité (90%), nous obtenions deux fréquences d'écart réglable par modification de L_1 contrairement à ce que nous aurions observé pour le pompage longitudinal. Nous avons attribué cette différence aux effets spatiaux de modulation du gain variable avec le type de pompage.

Étant donné l'étendue spectrale que nous souhaitons explorer, il n'est plus possible d'utiliser la photodiode ultra-rapide dont la bande passante de 25 GHz est insuffisante. Nous reprenons le montage d'analyse spectrale à réseau utilisé lors des mesures précédentes. Nous pouvons alors détecter des écarts fréquentiels allant jusqu'à 100 GHz, au prix d'une précision amoindrie sur la valeur de cet écart, que nous évaluons à quelques centaines de MHz.

b) Écart fréquentiel Δf en fonction de la longueur L_1

Nous avons fait varier la distance L_1 , entre les miroirs M_1 et M_2 , de 16 mm à 4 mm par pas de 500 μm , et avons relevé l'écart fréquentiel sur le moniteur de la caméra CCD. Les résultats sont reportés figure 2.29.

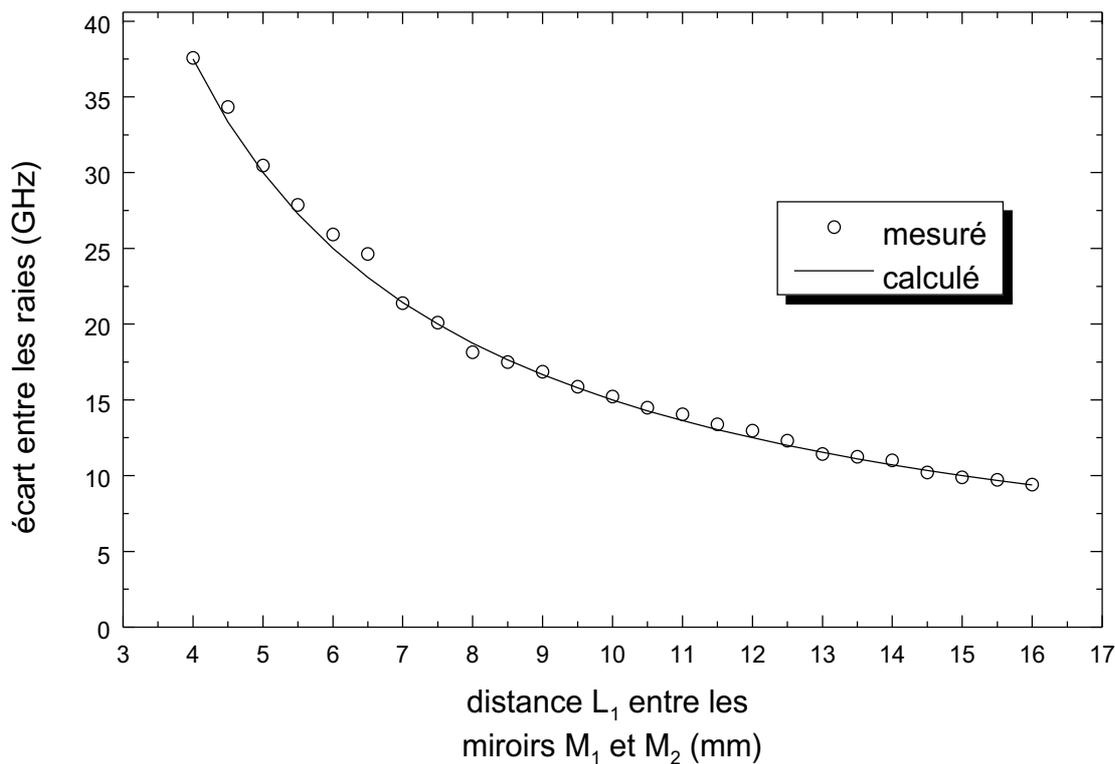


FIG. 2.29: Évolution de l'écart fréquentiel entre les deux modes émis en fonction de la distance L_1 entre les miroirs M_1 et M_2 du Fabry-Pérot.

Nous avons observé une variation continue de l'écart fréquentiel en fonction de L_1 , suivant la loi :

$$\Delta f \approx \frac{c}{2L_1}$$

L'incertitude de plusieurs centaines de MHz sur la mesure spectroscopique de Δf ne permet pas de mettre en évidence les sauts de modes prévus par l'étude numérique (figure 2.21).

V Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre une source laser émettant deux modes longitudinaux dont l'écart fréquentiel Δf est ajustable dans la gamme des fréquences microondes (quelques dizaines de GHz).

Dans une première partie, une étude spectroscopique réalisée dans un laser conventionnel à deux miroirs a mis en évidence l'émission de raies fines dans la bande d'amplification du YAG:Nd³⁺ dont le nombre dépend de la puissance de pompage. L'espacement entre ces raies varie avec cette puissance et les caractéristiques spatiales du faisceau.

La suite du chapitre a montré analytiquement, numériquement et expérimentalement qu'il est possible de forcer l'émission sur un couple de fréquences d'écart ajustable par introduction dans le résonateur d'un filtre de type Fabry-Pérot, l'ensemble constituant une source laser à trois miroirs.

Dans une deuxième partie, nous nous sommes intéressés à la détermination analytique et numérique des fréquences de résonance d'une cavité à trois miroirs parallèles en l'absence de gain.

Nous avons ensuite calculé les fréquences émises par le laser obtenu en insérant un milieu actif entre deux des trois miroirs. Les deux miroirs ne contenant pas le milieu amplificateur constituent un filtre de fréquences passif, de type Fabry-Pérot. Les fréquences émises sont celles qui nécessitent un gain minimal, c'est-à-dire la plus forte réflectivité du filtre Fabry-Pérot.

Nous avons alors montré la possibilité d'isoler deux modes longitudinaux dans l'émission, dont la fréquence de battement Δf est ajustable en faisant varier les distances séparant les miroirs :

- l'épaisseur L_1 du filtre Fabry-Pérot étant maintenue constante, nous avons montré l'influence sur Δf d'une légère modification de la longueur L_2 de la sous-cavité contenant le milieu amplificateur. Δf varie quasi linéairement en fonction de L_2 avec des sauts d'amplitude d'environ $c/2L_2$ se produisant à chaque fois que L_2 a varié d'une quantité égale à l'épaisseur L_1 du Fabry-Pérot. L'ajustement de Δf est très fin : en supposant que la précision de translation des miroirs est de $5\ \mu\text{m}$, la plus petite variation de Δf est égale à 150 kHz.
- L_2 étant constant, l'écart Δf évolue par paliers espacés d'environ $c/2L_2$ lorsqu'on modifie l'épaisseur L_1 du Fabry-Pérot.

En combinant les variations de L_1 et L_2 , il est possible d'obtenir une fréquence de battement Δf continûment et finement ajustable sur une plage de plusieurs dizaines de GHz.

Dans une troisième partie, nous avons vérifié expérimentalement l'accordabilité du spectre d'émission du laser à trois miroirs dans deux configurations différentes :

- avec un laser pompé longitudinalement, nous avons montré que Δf pouvait être accordée de manière continue sur une plage d'environ 270 MHz autour de 16 GHz en modifiant la longueur L_2 ;
- avec un laser pompé transversalement, nous avons observé une évolution de Δf entre 10 et 40 GHz pour des valeurs de l'épaisseur L_1 du filtre comprises entre 4 et 16 mm.

La largeur de la raie de battement a été trouvée inférieure à 20 kHz. L'écart Δf est stable pendant quelques centaines de millisecondes alors qu'aucune précaution particulière n'a été prise pour stabiliser mécaniquement la cavité. Un asservissement de la position des miroirs permettrait sans doute d'augmenter la stabilité de la cavité au cours du temps et donc de diminuer de manière conséquente la largeur de la raie microonde.

L'intérêt du laser à trois miroirs proposé réside dans la possibilité d'obtenir l'émission d'un couple

de fréquences dont l'écart Δf est lié à l'intervalle spectral libre du filtre Fabry-Pérot de faible épaisseur, tandis que la valeur de Δf peut être ajustée de façon précise grâce à la faible valeur de l'intervalle spectral libre de la grande sous-cavité contenant le milieu amplificateur.

Notons enfin que la plage d'accordabilité du laser dépend principalement du profil de raie du milieu amplificateur⁵, soit jusqu'à quelques dizaines de GHz pour un cristal de YAG:Nd³⁺. L'utilisation de verres dopés, dont la bande de gain (quelques THz) est beaucoup plus large que celle du YAG:Nd³⁺, permettrait d'obtenir un fonctionnement laser à deux fréquences d'écart fréquentiel beaucoup plus important. La fréquence du signal microonde peut alors atteindre plusieurs THz [18].

⁵cette plage d'accordabilité est toutefois limitée par le niveau de pompage

Bibliographie

- [1] U. Gliese, E. L. Christensen et K. E. Stubkjaer, "Laser linewidth requirements and improvements for coherent optical beam forming networks in satellites," *J. Lightwave Technol.*, **9**, no. 6, pp. 779–790 (1991).
- [2] J. O'Reilly et P. Lane, "Remote delivery of video services using mm-waves and optics," *J. Lightwave Technol.*, **12**, no. 2, pp. 369–375 (1994).
- [3] T. Hidaka, S. Matsuura, M. Tani et K. Sakai, "CW terahertz wave generation by photomixing using a two-longitudinal-mode laser diode," *Electron. Lett.*, **33**, no. 24, pp. 2039–2040 (1997).
- [4] M. D. Pelusi, H. F. Liu et D. Novak, "Thz optical beat frequency generation from a single mode locked semiconductor laser," *Appl. Phys. Lett.*, **71**, no. 4, pp. 449–451 (1997).
- [5] W. H. Loh, J. P. de Sandro, G. J. Cowle, B. N. Samson et A. D. Ellis, "40 GHz optical-millimetre wave generation with a dual polarisation distributed feedback fibre laser," *Electron. Lett.*, **33**, no. 7, pp. 594–595 (1997).
- [6] S. Li, H. Ding et K. T. Chan, "Erbium-doped fibre lasers for dual wavelength operation," *Electron. Lett.*, **33**, pp. 52–53 (1997).
- [7] K. Y. Lau, "Efficient narrow-band direct modulation of semiconductor injection lasers at millimeter wave frequencies of 100 GHz and beyond," *Appl. Phys. Lett.*, **52**, no. 26, pp. 2214 (1988).
- [8] D. C. Ni, H. R. Fetterman et W. Chew, "Millimeter-wave generation and characterization of a GaAs FET by optical mixing," *IEEE Trans. Microwave Theory Technol.*, **38**, pp. 608–614 (1990).
- [9] R. C. Steele, "Optical phase-locked loop using semiconductor laser diodes," *Electron. Lett.*, **19**, no. 2, pp. 69–74 (1983).
- [10] C. R. Lima, D. Wake et P. A. Davies, "Compact optical millimetre-wave source using a dual-mode semiconductor laser," *Electron. Lett.*, **31**, no. 5, pp. 364–366 (1995).
- [11] I. Peshko, J. Jabczyński et J. Firak, "Tunable Single- and Double-Frequency Diode-Pumped Nd:YAG Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **33**, no. 8, pp. 1417–1423 (1997).
- [12] M. Brunel, F. Bretenaker et A. L. Floch, "Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates," *Opt. Lett.*, **22**, no. 6, pp. 384–386 (1997).
- [13] T. Kimura, K. Otsuka et M. Saruwatari, "Spatial hole-burning effects in a Nd³⁺:YAG laser," *IEEE J. Quant. Electron.*, **7**, no. 6, pp. 225–230 (1971).
- [14] C. J. Flood, D. R. Walker et H. M. V. Driel, "Effect of spatial hole burning in a mode-locked diode end-pumped Nd:YAG laser," *Opt. Lett.*, **20**, no. 1, pp. 58–60 (1995).

- [15] C. Pedersen et T. Skettrup, "Laser modes and threshold conditions in N-mirror resonators," *J. Opt. Soc. Am B*, **13**, no. 5, pp. 926–937 (1996).
- [16] C. Pedersen, P. L. Hansen, T. Skettrup et P. Buchhave, "Diode-pumped single-frequency Nd:YVO₄ laser with a set of coupled resonators," *Opt. Lett.*, **20**, no. 12, pp. 1389–1391 (1995).
- [17] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books (1986).
- [18] M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet et A. L. Floch, "Dual tunable wavelength Er:Yb:Glass laser for terahertz beat frequency generation," *IEEE Photonics Technology Letters*, **10**, no. 11, pp. 1554–1556 (1998).

**MESURE DES ABERRATIONS THERMIQUES
DANS UN LASER EN FONCTIONNEMENT :
CRISTAL DE $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$ POMPÉ
LONGITUDINALEMENT PAR DIODE.**

Introduction

Ces dernières années, les lasers solides pompés longitudinalement par diodes ont connus un essor important attribuable à l'ensemble des qualités suivantes :

- un très bon rendement de conversion lié à l'excellent recouvrement spatial entre le faisceau de pompage et le mode laser d'une part, et à la faible largeur de bande d'émission de la diode de pompage d'autre part ;
- une sélection du mode transverse fondamental facilitée par le filtrage volumique qu'exerce la distribution de gain dans le milieu actif ;
- la modularité des lasers «tout solides».

Le pompage longitudinal par diode laser, comme le pompage transversal par lampe flash introduit des effets thermiques conséquents à cause de la concentration volumique de la puissance absorbée. L'échauffement du milieu actif est attribuable à la différence d'énergie entre les photons émis par la diode de pompage, et les photons émis par le milieu amplificateur [1, p 381]. De plus, d'autres transitions laser subissent divers mécanismes qui participent également à l'élévation de température, comme par exemple les phénomènes d'«upconversion» [2].

L'énergie thermique déposée crée ainsi un gradient de température au sein du milieu, donnant lieu à divers effets :

- création d'une lentille thermique aberrante en raison de la variation de l'indice de réfraction avec la température ;
- biréfringence induite par les contraintes mécaniques apparaissant du fait de l'anisotropie du flux de chaleur ;
- et, éventuellement, rupture si les contraintes mécaniques dépassent le niveau toléré par le barreau.

Ces effets entraînent soit une perte de puissance si on cherche à maintenir un fonctionnement TEM_{00} par filtrage spatial, soit une dégradation de la qualité spatiale du faisceau. De plus, ils peuvent induire un changement de l'état de polarisation. Il existe actuellement plusieurs techniques permettant de compenser approximativement la biréfringence induite [1, p 397] [3]. La lentille thermique reste le problème principal.

Différentes approches ont été proposées pour améliorer le rendement des lasers en conservant une excellente qualité de faisceau :

- compensation des distorsions d'onde en rendant asphérique la face de sortie du milieu amplificateur [4] ;
- refroidissement d'une face du cristal pour avoir un gradient de température essentiellement

axial [5]. Une diminution significative de l'effet de lentille thermique a été observée, mais le système de pompage est alors beaucoup plus difficile à mettre en œuvre ;

- génération d'un faisceau transversalement unimodal plus petit que le faisceau de pompage [6].

Un faisceau laser limité par la diffraction a été obtenu. Cependant, étant donné la taille réduite du mode au niveau du cristal, on perd l'énergie disponible en périphérie de la zone pompée.

Ce chapitre décrit des expériences mesurant les aberrations d'origine thermique en vue d'une correction ultérieure par insertion dans le résonateur d'une lame de phase compensatrice. Ces expériences consistent à analyser les distorsions du front d'onde d'un faisceau sonde extérieur au laser effectuant un aller et retour dans le cristal.

Le front d'onde du faisceau sonde sera reconstruit à partir de la mesure de son éclairement dans différents plans. Un algorithme itératif dérivé de celui de Gerchberg et Saxton utilisant trois plans d'éclairement est étudié, puis mis en œuvre pour la reconstruction de la phase à partir des trois éclaircements mesurés.

Enfin dans une dernière partie, cette phase reconstruite est décomposée en série de polynômes de Zernike pour évaluer la contribution de chaque aberration à la distorsion du front d'onde.

I Présentation du problème

1) Choix du milieu amplificateur

Le choix du milieu actif est souvent motivé par l'optimisation du rendement de conversion du laser. Cependant ce rendement est limité par les aberrations d'origine thermique que subit le faisceau. Le tableau 3.1 donne quelques caractéristiques des principaux cristaux lasers couramment utilisés.

Le cristal de vanadate dopé Néodyme ($\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$) est un excellent candidat pour réaliser un laser solide pompé longitudinalement par diodes. Ceci se justifie d'une part à cause de la valeur élevée de la section efficace d'émission stimulée, d'autre part à cause de la forte absorption du rayonnement des diodes lasers de pompage. Avec une telle absorption, l'énergie de pompage est concentrée dans un volume très court. Cette propriété, associée à la valeur élevée de la section efficace d'émission stimulée, permet d'obtenir un gain important dans des cristaux de quelques millimètres.

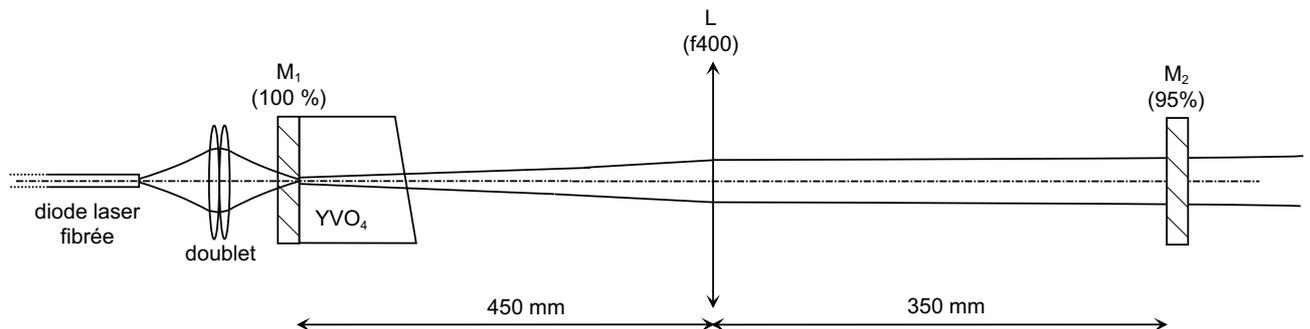
C'est donc sur un cristal de vanadate que notre choix s'est porté. Nous avons cherché à caractériser les distorsions d'origine thermique apparaissant dans un laser $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$ pompé longitudinalement par une diode laser fibrée.

cristal	dopage	λ_{abs} (nm)	α (cm^{-1})	λ_{em} (nm)	σ (10^{-19} cm^{-2})	τ (μs)	$\frac{dn}{dT}$ (10^{-6}K^{-1})	conductivité thermique ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
$\text{YVO}_4:\text{Nd}$	1,1 %	808	31	1064	25	97	(o) 8,5 (e) 3	5,2
Nd:YAG	1,1 %	808	11	1064	6,5	230	7,3	13
Nd:LSB	10 %	808	34	1064	1,3	118	4,4	2,8
Nd:YAP	1 %	810	11,6	1079	2,4	175	10	11
YLF	1 %	800	4,5	1047	3,7	500	-3	6

TAB. 3.1: Caractéristiques des principaux cristaux lasers couramment utilisés.

2) Description du laser

Le schéma du résonateur est représenté figure 3.1.

FIG. 3.1: Schéma du laser Nd :YVO₄ pompé par une diode laser fibrée.

La cavité laser est une cavité à transformée de Fourier du type déjà décrit dans les précédents chapitres. Deux miroirs plans sont placés à proximité des plans focaux d'une lentille convergente L de focale 400 mm^1 . Le premier miroir M_1 dichroïque est constitué par la face d'entrée du milieu à gain recevant le faisceau de pompage. Le second miroir est un miroir plan à faces parallèles, de réflectivité 95 % en énergie. La lentille est traitée anti-reflet à la longueur d'onde d'émission laser à 1064 nm .

Le milieu laser est un cristal de YVO_4 dopé à 1,1 % (en atomes), de $6 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$ de côtés, et de 3 mm d'épaisseur. Les faces du cristal font un angle égal à deux degrés pour éviter toute oscillation

¹La distance séparant le miroir M_1 de cette lentille est légèrement supérieure à sa longueur focale, afin de compenser la courbure de phase due à la lentille thermique qui apparaît même en dessous du seuil d'oscillation laser

laser entre les faces du cristal. Le cristal de vanadate est biréfringent. L'émission est polarisée rectilignement suivant l'axe extraordinaire du cristal. En effet, pour cette direction de vibration, dn/dT est minimal (cf. tableau 3.2 page 90).

Le pompage est longitudinal par une diode laser fibrée *SDL*, d'émission continue. La puissance du faisceau de pompage, pouvant atteindre jusqu'à 12 W, est acheminée par un ensemble de fibres optiques placées dans une gaine commune. La face de sortie de ces fibres est alors imagée dans le cristal laser à l'aide d'un doublet de focale 28 mm. La figure 3.2.a représente l'image du faisceau de pompage dans le plan du miroir M_1 .

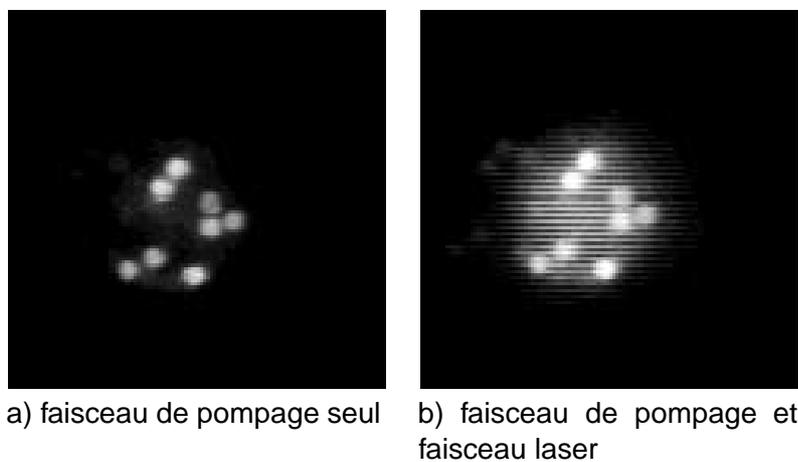


FIG. 3.2: Enregistrement du profil du faisceau de pompage dans le plan du miroir M_1 .

On peut observer les différentes images des faces de sortie des fibres. Le couplage variable entre les différentes fibres et la diode laser explique la distribution fortement asymétrique de l'énergie de pompage dans le milieu à gain. La zone pompée a un diamètre d'environ $400\ \mu\text{m}$. Sur la figure 3.2.b, on distingue également le faisceau laser au niveau du cristal. La modulation de ce profil par des traits parallèles et équidistants n'est pas attribuable à un phénomène d'interférences mais au balayage du système de détection. Cette acquisition a été effectuée au seuil d'oscillation laser pour enregistrer simultanément le faisceau de pompage et le faisceau laser, sans être ébloui par ce dernier. Il apparaît que ce faisceau est à symétrie de révolution, et de section recouvrant l'ensemble des faisceaux de pompage. Ce recouvrement correspond à une conversion optimale de l'énergie de pompage en énergie laser. Les distorsions d'origine thermiques sont ici encore faibles.

II Mise en évidence des effets thermiques par comparaison des courbes de rendement

Dans cette partie, nous montrons que les aberrations de la lentille induite thermiquement jouent un rôle déterminant dans la dégradation des qualités spatiales du faisceau laser ou de la chute du rendement sous de forts taux de pompage.

Nous avons évoqué dans la section précédente l'apparition d'une lentille thermique fortement aberrante attribuable aux fortes densités d'énergie déposées par la pompe dans le milieu à gain.

Sans aucune précaution particulière, le mode spatial du laser s'adapte au milieu aberrant, de telle sorte que son front d'onde reste plan sur les miroirs (condition de pertes minimales et de stabilité du mode). Nous verrons ultérieurement que, sans filtrage spatial intracavité, les effets thermiques ne se traduisent pas par une diminution du rendement du laser, mais par une dégradation de la qualité spatiale du faisceau qui entraîne une forte augmentation de son étendue géométrique, donc une perte de brillance.

La conservation d'un mode transverse TEM_{00} nécessite l'introduction dans la cavité d'un filtre spatial sélectionnant ce mode. Ce contrôle des propriétés spatiales du rayonnement s'accompagne évidemment d'une chute de la puissance de sortie du laser.

Lorsque la puissance de pompage est relativement faible ($<4\text{ W}$), le dépôt d'énergie dans le milieu se traduit par l'apparition d'une lentille thermique peu aberrante. Le déphasage acquis lors d'une traversée du milieu suit un profil approximativement parabolique par rapport à la coordonnée radiale. L'augmentation de la puissance de pompage fait apparaître des termes d'ordres supérieurs dans la décomposition de ce déphasage (polynômes de Zernike). La lentille thermique devient alors fortement aberrante.

La cavité à transformée de Fourier avec une lentille interne L est particulièrement bien adaptée à la compensation d'une courbure de phase parabolique par simple translation de la lentille intracavité. Cette technique permet une assez bonne compensation de l'effet de lentille thermique pour des puissances de pompage peu élevées.

Les aberrations d'ordre supérieur apparaissent rapidement si le milieu laser est plus fortement pompé, et mènent à une chute brutale du rendement du laser, même en introduisant un terme de phase parabolique compensateur en déplaçant la lentille interne L .

Dans l'intention de réaliser un laser puissant fonctionnant sur le mode transverse fondamental, il est nécessaire d'évaluer les pertes de rendement imputables aux effets thermiques, et de déterminer plus précisément celles dues aux aberrations d'ordre supérieur à deux, dont la compensation n'est pas possible par une simple défocalisation.

Nous montrons dans la suite que ces dernières entraînent des pertes considérables sous de forts taux de pompage si l'on souhaite conserver un fonctionnement unimodal transverse. Pour cela, nous avons tracé les courbes de rendement du laser dans trois configurations différentes :

- **Sans contrôle particulier des caractéristiques spatiales du faisceau laser, et sans chercher de compensation par translation de la lentille intracavité.** Nous laissons à la lumière la possibilité d'adopter le mode transverse qui va permettre une meilleure extraction du gain dans le cristal laser tout en conservant des fronts d'onde plans sur les miroirs du résonateur ;
- **En contrôlant les caractéristiques spatiales du faisceau laser par un filtrage spatial intracavité, mais sans compensation par translation de la lentille intracavité.** Un diaphragme d'ouverture variable est placé dans le plan du miroir M_2 . Pour chaque valeur de la puissance de pompage, le diamètre du filtre est ajusté afin d'obtenir en sortie du laser un profil TEM_{00} de puissance maximale ;
- **En contrôlant les caractéristiques spatiales du faisceau laser par un filtrage spatial intracavité, et en introduisant un déphasage de profil parabolique par translation de la lentille intracavité.** Pour chaque valeur de la puissance de pompage, la position de la lentille est ajustée afin d'optimiser la puissance de sortie du laser.

La figure 3.3 représente les courbes de rendement obtenues dans les trois cas précédemment décrits.

La courbe 1 représente la courbe de rendement sans aucun filtrage spatial intracavité ni translation de la lentille interne L . Cette courbe représente l'énergie maximale qu'il est possible d'extraire du milieu à gain. L'extraction maximale d'énergie s'accompagne d'une évolution du profil transversal de l'onde laser (émission multimodale).

La courbe 2 correspond à la mesure réalisée en maintenant le faisceau unimodal, mais sans chercher à compenser l'effet de lentille thermique. Même à des puissances de pompage relativement faibles ($\approx 2\text{ W}$), les effets thermiques se traduisent déjà par des pertes de puissance. Au delà de 8 W , les pertes par passage deviennent conséquentes et dépassent même le gain disponible dans le cristal de sorte que le fonctionnement laser s'arrête.

La courbe 3 a été enregistrée en filtrant spatialement le faisceau laser (émission TEM_{00}), et en optimisant la puissance de sortie par translation de la lentille intracavité. Les pertes n'apparaissent alors qu'à partir d'une puissance de pompage égale à $6,6\text{ W}$. Elles deviennent conséquentes pour des puissances de pompage importantes, supérieure à 8 W , comme dans le cas précédent où la lentille intracavité demeurait fixe. Il n'a pas été possible lors de la mesure d'obtenir un effet laser pour une puissance de pompage supérieure à $8,6\text{ W}$. En effet, l'obtention d'un fonctionnement TEM_{00} tout en conservant un effet laser est d'autant plus difficile que la puissance de pompage est élevée : un

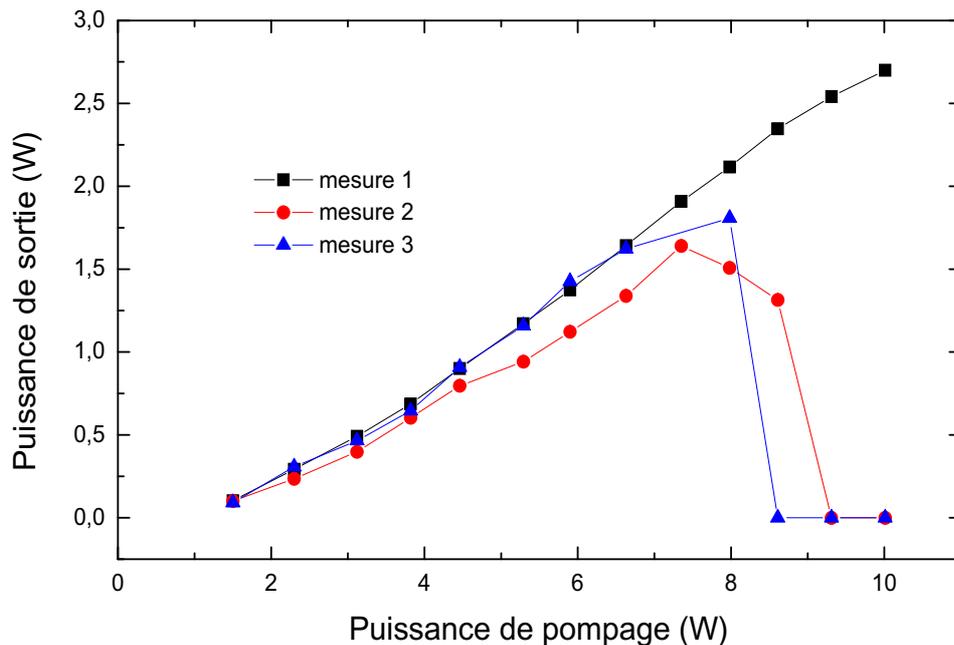


FIG. 3.3: Courbes de rendement du laser ; mesure 1 : sans filtrage intracavité ni translation de la lentille interne L , mesure 2 : avec filtrage spatial, mais sans translation de L , mesure 3 : avec filtrage spatial et translation de L rendant la puissance de sortie optimale.

filtrage spatial insuffisant se traduit par un fonctionnement multimodal, alors qu'un filtrage spatial trop sévère interrompt l'oscillation laser, les pertes dues au filtrage étant alors supérieures au gain.

De ces trois courbes nous pouvons tirer les enseignements suivants :

- jusqu'à une puissance de pompage de 6,6 W, le faisceau laser ne subit qu'un effet de lentille thermique non aberrante que l'on peut compenser simplement en tradatant la lentille intracavité.
- au delà de 6,6 W, les aberrations d'ordre supérieur ne peuvent plus être compensées de cette manière et, si l'on souhaite obtenir un fonctionnement TEM_{00} , ces distorsions se traduisent par des pertes importantes de la puissance de sortie du laser, voire l'arrêt total de l'émission laser pour des puissances de pompage supérieures à 8,6 W.

Cette série de mesures met clairement en évidence la nécessité de compenser les effets thermiques entraînant des aberrations non réductibles à une variation de longueur focale si l'on veut réaliser un laser puissant fonctionnant sur le mode transverse fondamental tout en conservant un bon rendement.

Pour les deux derniers cas, nous avons vérifié que l'onde issue du laser possède la structure transverse d'une onde plane d'amplitude gaussienne. Pour cela, nous avons comparé les diamètres

des faisceaux enregistrés d'une part dans le plan du miroir M_2 , d'autre part dans le plan situé à l'infini par rapport à M_2 . Nous avons réalisé le montage représenté figure 3.4.

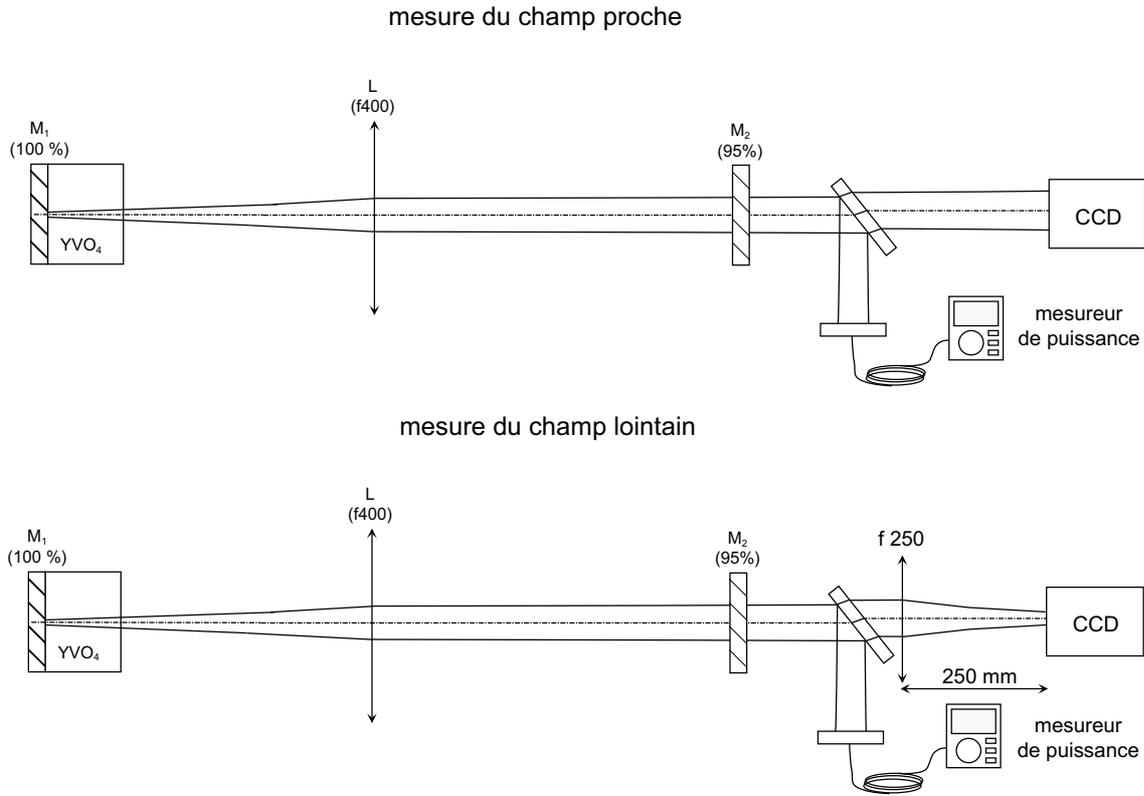


FIG. 3.4: Montage utilisé pour la mesure de la divergence du faisceau laser.

L'enregistrement du profil du faisceau sortant du laser à travers M_2 est effectué par une caméra CCD placée à 500 mm de M_2 . Nous nous sommes assurés au préalable que la longueur de Fresnel associée au profil ($L_F \approx 1.3$ m) était bien supérieure à la distance séparant le miroir M_2 de la caméra CCD (500 mm). La mesure du diamètre du faisceau laser à l'infini est effectuée au foyer d'une lentille de focale $f = 250$ mm.

Pour déterminer si le faisceau est unimodal transverse, nous utilisons les équations de propagation établies pour un faisceau gaussien :

$$w(z) = \omega_0 \left(1 + \frac{\lambda^2 z^2}{\pi^2 \omega_0^4} \right)^{1/2}$$

où

$w(z)$ et ω_0 sont les rayons des répartitions de champ optique mesurés à $1/e$ du maximum en amplitude.

$w(z)$ est le rayon à la distance z du col et ω_0 est le rayon dans le plan du col.

λ est la longueur d'onde moyenne du rayonnement.

Dans le plan focal de la lentille $f=250$ mm, la distribution de champ a un rayon w_1 donné par :

$$w_1 = \frac{\lambda f}{\pi \omega_0} \quad (3.1)$$

La divergence du faisceau gaussien est donc :

$$\frac{2\lambda}{\pi \omega_0}$$

Dans la perspective des mesures d'énergie, il est préférable de caractériser le faisceau gaussien par les quantités D_0 et D_1 , diamètres dans les champs proche et lointain, définis comme la distance séparant les deux points où la valeur de l'éclairement vaut la moitié de celle sur l'axe.

D_1 et D_0 vérifient alors :

$$D_1 = \frac{2(\ln 2)\lambda f}{\pi D_0}$$

La divergence du faisceau gaussien peut alors être définie par :

$$\alpha = \frac{D_1}{f} = \frac{2(\ln 2)\lambda}{\pi D_0}$$

Nous avons mesuré à l'aide d'une caméra CCD les diamètres D_0^m et D_1^m du faisceau laser en champ proche et en champ lointain et comparé la divergence expérimentale $\alpha^m = D_1^m/f$ à la divergence α définie ci-dessus, d'un faisceau gaussien de diamètre D_0^m . On définit ainsi le paramètre de divergence :

$$k = \frac{\alpha^m}{\alpha} = \frac{\pi D_0^m D_1^m}{2(\ln 2)\lambda f}$$

Les résultats sont reportés sur la figure 3.5.

En l'absence de filtrage spatial, les effets thermiques se traduisent par une dégradation de la qualité spatiale du profil transverse du faisceau, et la divergence augmente considérablement. Pour les deux autres courbes, le paramètre k mesurant la divergence reste voisin de 1. On vérifie ainsi l'efficacité du filtrage spatial réalisé dans la cavité.

Afin d'illustrer les répercussions des effets thermiques sur le profil transverse du laser, la figure 3.6 représente quelques profils enregistrés en champ proche pour différentes puissances de pompage, et ce pour les séries de mesure 1 et 3 de la figure 3.5.

En résumé, nous avons montré par l'exploitation de courbes de rendement que la réalisation d'un

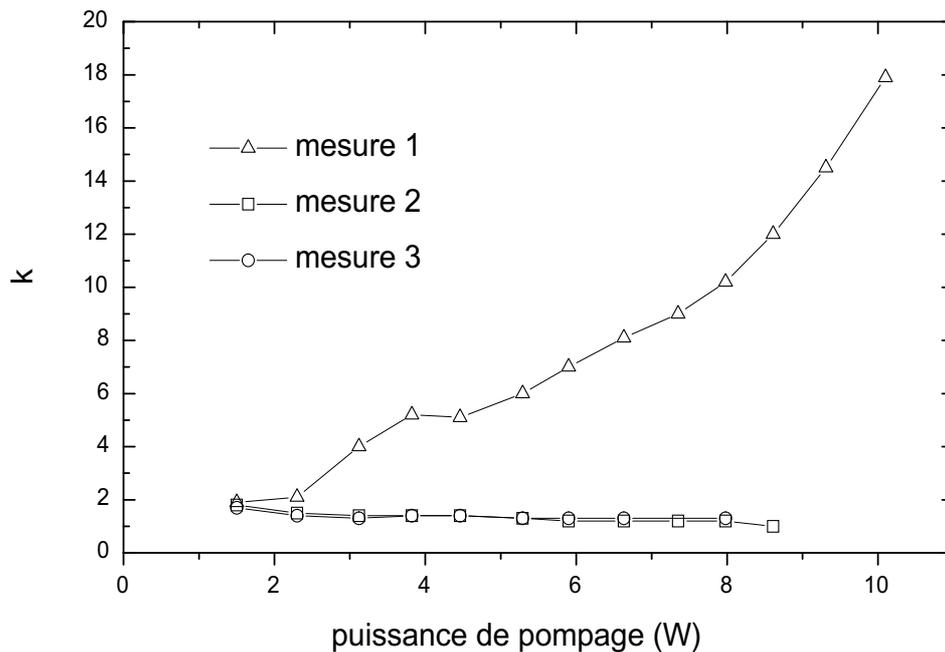


FIG. 3.5: Divergence du faisceau laser rapportée à celle d'un faisceau gaussien ; mesure 1 : sans filtrage intracavité ni compensation de la lentille thermique ; mesure 2 : avec filtrage spatial, et sans compensation ; mesure 3 : avec filtrage spatial et en translation de la lentille intracavité.

laser de forte puissance nécessite la compensation de l'effet de lentille thermique, en particulier des aberrations qui ne peuvent être compensées par simple défocalisation et qui deviennent significatives pour des puissances de pompage supérieures à 8 W. Ceci implique notamment qu'il est nécessaire de mesurer précisément les distorsions induites par effet thermique sur les surfaces d'onde optiques.

Dans la section suivante, nous présentons la méthode de mesure de ces aberrations.

III Méthode de mesure des aberrations

Après avoir montré la nécessité d'utiliser un faisceau sonde extérieur au laser, nous décrivons les caractéristiques spatiales, spectrales et de polarisation de ce faisceau. La technique d'injection du faisceau sonde dans le résonateur contenant le cristal de vanadate est détaillée. Nous précisons enfin la méthode utilisée pour l'analyse du front d'onde du faisceau sonde après un aller et retour dans le milieu à gain.

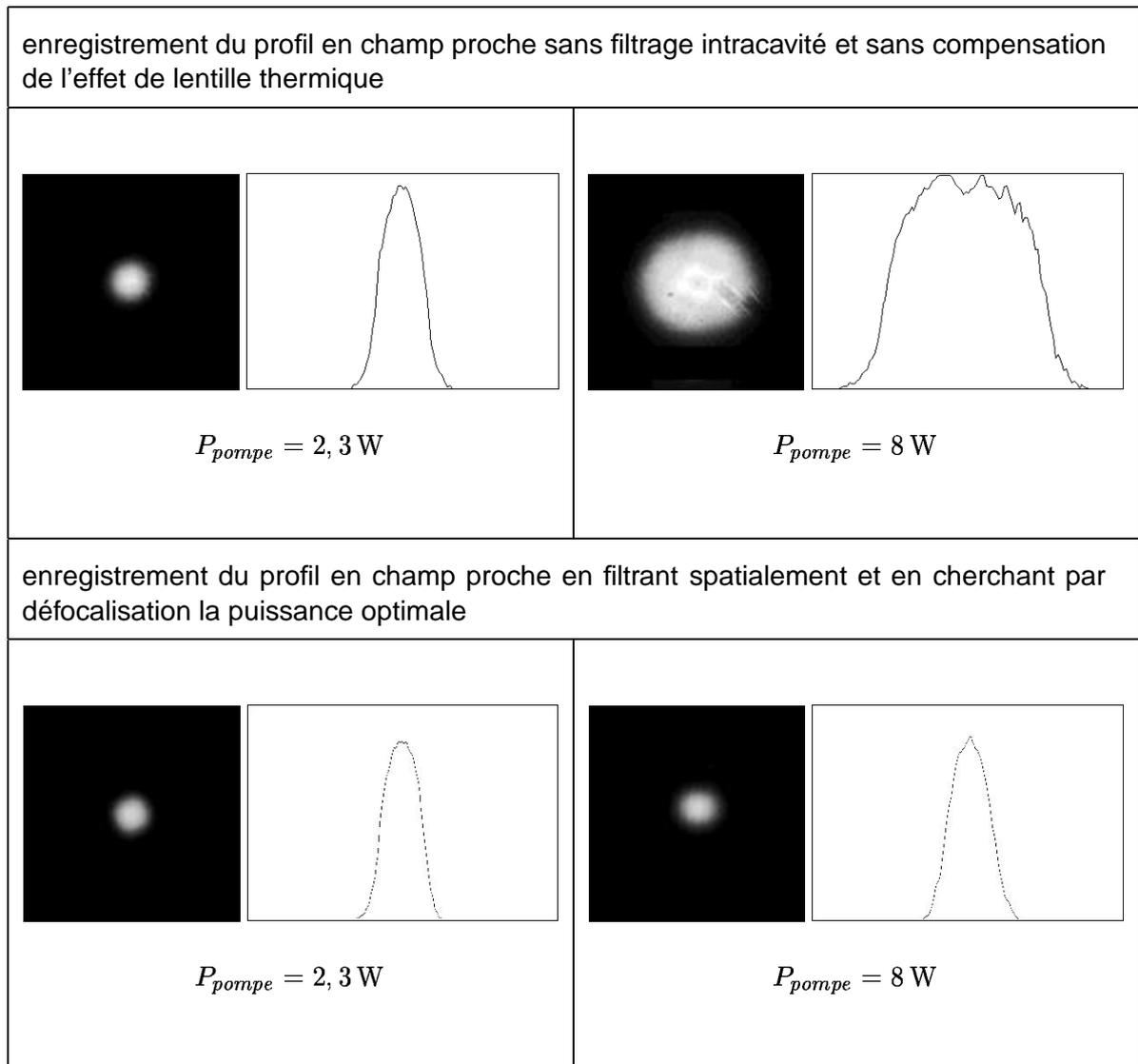


FIG. 3.6: Enregistrement de l'éclairement dans le plan du miroir M_2 pour différentes puissances de pompage. Avec un filtrage spatial intracavité, le faisceau reste TEM_{00} même pour des puissances de pompage élevées. Le laser subit toutefois une chute de puissance assez importante.

1) Nécessité d'une sonde extérieure au laser

Sous l'influence de fortes distorsions thermiques et sans filtrage intracavité, le faisceau laser acquiert une structure modale compatible avec ces aberrations et permettant d'avoir des fronts d'ondes plans sur les miroirs du résonateur. Par un contrôle modal du faisceau à l'aide d'un diaphragme circulaire réglable placé contre le miroir M_2 (figure 3.1), il est possible de conserver un profil transverse unimodal, au prix d'une chute de puissance du laser. La figure 3.7 montre l'évolution du diamètre du faisceau laser dans le plan du miroir M_1 en fonction de la puissance de pompage.

Près du seuil, le profil du faisceau est, comme on pouvait s'y attendre, légèrement plus grand

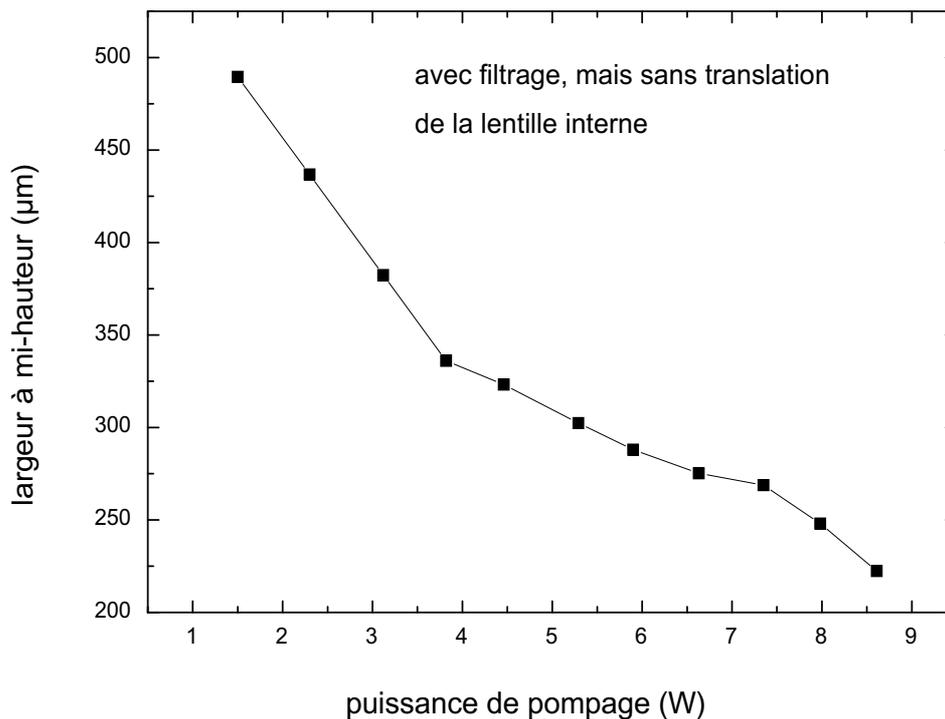


FIG. 3.7: Évolution du diamètre du mode laser dans le plan du miroir M_1 en fonction de la puissance de pompage. Un filtre spatial est placé intracavité, et l'effet de lentille thermique n'est pas compensé par translation de la lentille interne. On observe une diminution du diamètre du faisceau laser au niveau du cristal placé contre M_1 lorsque la puissance de pompage augmente.

que le profil du faisceau de pompage (figure 3.2.b). Le faisceau laser a une largeur à mi-hauteur de $500\ \mu\text{m}$ environ alors que le profil du faisceau de pompage a une largeur approximative de $400\ \mu\text{m}$. L'augmentation de la puissance de pompage se traduit par une diminution du diamètre du mode laser au niveau du milieu à gain, afin de minimiser les distorsions d'origine thermique vues par le faisceau.

En l'absence d'effets thermiques, ou si ceux-ci étaient compensés par un dispositif approprié, ce même faisceau TEM_{00} occuperait la totalité du volume pompé. Il est donc absolument nécessaire, si l'on veut compenser les aberrations thermiques au niveau du cristal, de caractériser les distorsions d'un front d'onde initialement plan, dont la longueur d'onde est voisine de celle du rayonnement laser, et qui exploiterait la totalité du volume pompé. Ce front d'onde doit par conséquent provenir d'une onde extérieure au laser, comme le montre la figure 3.8.

Nous décrivons dans les paragraphes suivants les caractéristiques que doit nécessairement posséder le faisceau sonde pour une mesure précise des distorsions thermiques.

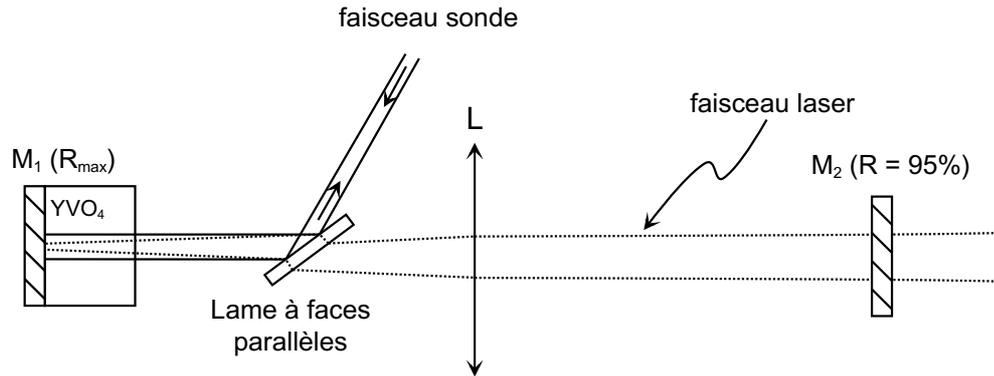


FIG. 3.8: Montage de principe représentant le sondage du milieu à gain par un faisceau laser extérieur. Le volume sondé est plus important que celui occupé par le faisceau laser.

2) Caractéristiques du faisceau sonde

a) Qualités spatiales

Le front d'onde du faisceau sonde doit se rapprocher le plus possible d'une onde plane pour faciliter ensuite l'analyse des résultats. Nous utiliserons un faisceau dont le profil est gaussien (TEM_{00}). Nous veillerons aussi à ce que la longueur de stabilité (longueur de Fresnel ou de Rayleigh) de ce faisceau sonde soit la plus grande possible afin de minimiser la courbure de l'onde liée à la propagation du faisceau sonde jusqu'au milieu étudié.

b) Propriétés spectrales

La mesure des aberrations thermiques doit se faire au voisinage de la longueur d'onde du laser étudié pour éviter les effets de dispersion chromatique. Cependant, afin qu'il n'échange pas d'énergie avec le milieu amplificateur, le faisceau sonde a une longueur d'onde choisie en dehors de la bande de gain du $YVO_4 : Nd^{3+}$. Nous utilisons un laser YAP pompé par diode émettant un rayonnement à la longueur d'onde moyenne de 1079 nm.

c) Polarisation de la sonde

La variation de l'indice de réfraction du cristal de $YVO_4 : Nd^{3+}$ avec la température dépend de la polarisation. Les valeurs données par le fabricant sont reproduites dans le tableau 3.2.

Comme on peut s'y attendre, la polarisation du rayonnement issu du cristal de vanadate est celle qui correspond à la sensibilité la plus faible aux gradients de température. Ceci implique qu'il est nécessaire de mesurer les distorsions thermiques avec un faisceau sonde ayant une polarisation identique à celle du faisceau laser.

Polarisation	dn/dT (K^{-1})
axe ordinaire	$8,5 \cdot 10^{-6}$
axe extraordinaire	$3 \cdot 10^{-6}$

TAB. 3.2: Variation de l'indice de réfraction du cristal de YVO_4 en fonction de la température pour les polarisations ordinaire et extraordinaire.

3) Injection de la sonde dans le laser YVO_4

L'échauffement du cristal laser est dû principalement à la différence d'énergie entre les photons de pompage et ceux produits par émission stimulée, ou par émission spontanée. En l'absence d'oscillation laser, l'énergie déposée dans le cristal par le faisceau de pompage est évacuée par l'émission spontanée, et surtout par les relaxations dans le milieu. Les effets thermiques sont alors bien plus importants.

La caractérisation des distorsions thermiques doit donc être effectuée alors que le laser YVO_4 est en fonctionnement. De plus, l'axe de propagation du faisceau sonde doit être sensiblement confondu avec l'axe du faisceau laser. Se pose alors le problème de l'injection du faisceau sonde dans le laser étudié.

Nous décrivons dans la suite plusieurs techniques d'injection et déterminons la mieux adaptée à nos conditions expérimentales.

a) Laser sonde en bout de cavité

La solution la plus simple consiste à aligner l'axe du laser sonde (YAP) et celui du laser (YVO_4) que nous souhaitons caractériser, comme le montre la figure 3.9. Il est alors très facile d'utiliser le faisceau issu du laser YVO_4 comme référence pour monter le laser sonde. Cette technique présente cependant deux inconvénients :

- la simple traversée d'une semi-transparente S et la double traversée du miroir M_2 par le faisceau sonde. La quantité de lumière disponible ensuite pour l'analyse des distorsions du front d'onde est insuffisante ;
- la focalisation du faisceau sonde par la lentille L interne au laser YVO_4 , alors que nous souhaitons un faisceau qui recouvre la totalité du volume pompé.

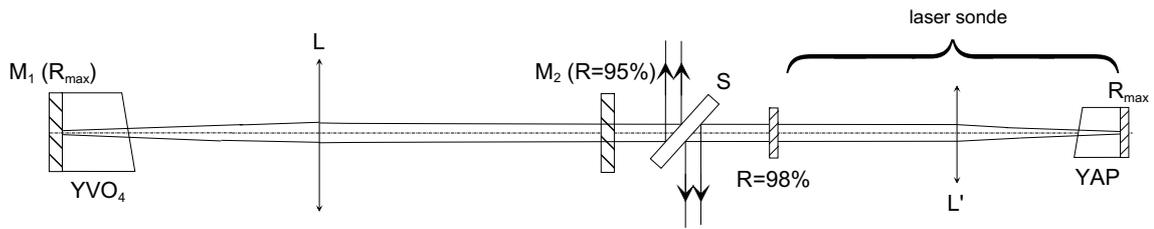


FIG. 3.9: Laser sonde dans l'alignement du laser à étudier. Les faisceaux sonde et laser ont la même polarisation. Le faisceau sonde après une double traversée du laser YVO₄ est trop peu intense pour l'analyse du front d'onde, et la taille du faisceau sonde au niveau du cristal est trop petite.

b) Injection à l'aide d'une lame dichroïque

L'utilisation d'une lame dichroïque pour l'injection du faisceau sonde fait apparaître de sérieuses difficultés. En effet, il faudrait que cette lame présente une réflectivité maximale à la longueur d'onde du faisceau sonde, tout en ayant une réflectivité minimale à la longueur d'onde du laser, et ce pour la polarisation verticale. Les deux longueurs d'onde n'étant séparées que de 15 nm, il est techniquement très difficile de réaliser un tel composant.

c) Mesure de type pompe-sonde non simultanée

Nous avons vu qu'il est très difficile de faire une mesure de distorsions du front d'onde du faisceau sonde sur la même polarisation que celle du laser si celui-ci est en fonctionnement. La solution que nous avons adoptée consiste en la commutation rapide entre le fonctionnement du laser et la mesure par le faisceau sonde. Nous laissons le laser fonctionner sur un temps relativement long (plusieurs secondes), afin qu'il atteigne l'équilibre thermique. Le laser est ensuite brusquement coupé, et le faisceau sonde injecté dans le cristal. L'analyse de ce faisceau sonde est alors effectuée le plus rapidement possible par rapport aux temps de relaxations thermiques².

Le schéma de principe du montage que nous avons utilisé pour injecter la sonde dans le laser est représenté sur la figure 3.10.

Le cristal de vanadate est orienté de telle sorte que l'émission soit polarisée rectilignement, le champ laser vibrant dans le plan horizontal. L'injection du faisceau sonde dans la cavité est réalisée en utilisant une lame polarisante inclinée, sur l'axe du laser, d'un angle égal à l'angle de Brewster. Cette lame est totalement réfléchissante pour le champ vertical, et traitée antireflet pour le champ horizontal. L'insertion de la lame dans la cavité ne perturbe donc quasiment pas le laser YVO₄ tandis

²lorsque le laser est coupé, une partie importante de l'énergie de pompage n'est plus évacuée par effet laser, et la température du cristal augmente rapidement

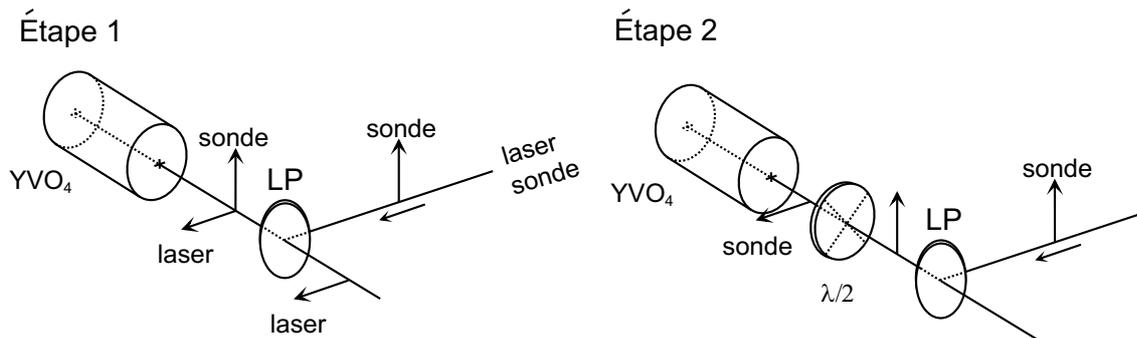


FIG. 3.10: Technique d'injection du faisceau sonde dans le cristal laser. Étape 1 : le laser est en fonctionnement. Le milieu à gain est à l'équilibre thermique. Le faisceau sonde et le laser ont des polarisations différentes. Étape 2 : une lame demi-onde est insérée entre la lame polarisante et le milieu à gain. Le laser ne fonctionne plus. Le faisceau sonde a la même polarisation que celle du faisceau laser lorsqu'il était en fonctionnement.

qu'elle permet l'introduction du faisceau sonde dans le cristal.

Nous avons vu qu'il est nécessaire de donner au faisceau sonde la même polarisation que celle du faisceau laser. Ceci est réalisé en insérant temporairement pour la mesure une lame demi-onde entre la lame polarisante et le milieu amplificateur. Les lignes neutres de cette lame sont orientées à 45° par rapport à l'axe vertical. La polarisation du faisceau sonde tourne donc de 90° avant de traverser le milieu amplificateur, puis retrouve une polarisation verticale à la deuxième traversée de la lame demi-onde. La partie du faisceau sonde réfléchi par la lame polarisante est destinée à être analysée par un système de mesure qui sera décrit dans la section suivante.

L'insertion de cette lame demi-onde a pour effet d'empêcher l'émission laser quelle que soit la direction verticale ou horizontale du champ optique dans le cristal (figure 3.10). Lorsqu'elle est verticale, l'ensemble (lame demi-onde + lame polarisante) n'introduit pas de pertes mais le gain sur cette polarisation est insuffisant. Pour la direction de champ orthogonale, le gain est suffisant mais l'ensemble (lame demi-onde + lame polarisante) est opaque.

Il est donc nécessaire d'introduire la lame demi-onde le plus rapidement possible dans la cavité laser et d'enregistrer le profil de l'onde sonde le plus tôt possible après que le laser ait cessé de fonctionner. Ceci permet de faire la mesure des distorsions thermiques avant propagation de la chaleur.

Dans ces conditions, la caractérisation des aberrations thermiques s'effectue :

- à une longueur d'onde proche de celle du rayonnement laser en utilisant un laser sonde YAP émettant un rayonnement de longueur d'onde 1079 nm ;
- sans perturber la répartition de l'inversion de population en sondant à une longueur d'onde en dehors de la bande de gain du $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$;

- suivant la polarisation du faisceau laser ;
- alors que le laser étudié a juste cessé de fonctionner.

Nous montrons plus loin que le temps qui s'écoule entre l'interruption du faisceau laser et l'acquisition du profil d'onde est de l'ordre de 10 ms.

Dans la partie suivante, nous faisons un bref inventaire des méthodes utilisables pour déterminer les distorsions subies par l'onde sonde lors de la traversée du milieu amplificateur puis nous précisons la méthode qui a été effectivement mise en œuvre.

4) Méthodes utilisables pour la détermination des défauts de phase acquis par le faisceau sonde à la traversée du milieu laser

Nous cherchons à caractériser les distorsions du front d'onde du faisceau sonde après un aller et retour dans la zone pompée. Les méthodes dont on dispose pour réaliser une telle détermination se répartissent en trois catégories :

- l'interférométrie
- les méthodes de Hartmann-Shack
- le calcul de la phase à partir de profils d'éclairement enregistrés dans divers plans de front répartis le long de la direction de propagation.

Les méthodes interférométriques utilisent la superposition cohérente du front d'onde à caractériser et d'une onde de référence de profil simple (plane ou sphérique). L'analyse de la figure d'interférence résultante permet de déterminer le profil de phase du front d'onde étudié. Cette technique est cependant difficile à mettre en œuvre expérimentalement puisqu'elle nécessite une grande stabilité mécanique et thermique du montage. La détermination du déphasage entre deux points séparés d'une distance inférieure à l'interfrange est peu précise étant donné la faible variation d'éclairement et le bruit de mesure.

Les méthodes de type Hartmann-Shack utilisent un masque (matrice de lentilles...) pour évaluer la pente de la surface d'onde en chaque point [7]. Cette technique permet une détermination rapide du front d'onde. Les systèmes récents permettent une analyse en temps réel du profil de phase avec une fréquence d'acquisition de 100 Hz. La précision des résultats est limitée par l'inhomogénéité de l'illumination de la pupille et l'échantillonnage spatial imposé par le masque.

La troisième méthode utilise la mesure de l'éclairement dans plusieurs plans de front pour en déduire la surface d'onde en tout point du faisceau. Le problème de la détermination de la phase à partir de simples profils d'éclairement est connu dans la littérature scientifique anglo-saxonne sous le nom de «phase retrieval problem». De nombreux algorithmes numériques ont été proposés, dérivés

de celui de Gerchberg et Saxton (1971) [8] qui utilise l'éclairement dans deux plans conjugués par une transformation de Fourier pour déterminer le profil de phase dans chacun de ces plans.

C'est cette troisième méthode que nous avons choisi de mettre en œuvre. La suite de l'exposé concerne d'abord l'acquisition expérimentale de l'éclairement dans une série de plans de front. Ensuite, nous décrivons l'algorithme numérique utilisé pour reconstruire la phase à partir de ces mesures d'éclairement.

IV Dispositif expérimental pour la mesure de l'éclairement du faisceau sonde dans différents plans

Pour la détermination du profil de phase à partir de mesures d'éclairement, nous avons développé un algorithme itératif qui sera exposé en détail ultérieurement. Sa mise en œuvre nécessite la mesure de l'éclairement du faisceau sonde dans trois plans de front différents :

- le plan image d'un plan de référence dans lequel nous cherchons à connaître le profil de phase ;
- son plan conjugué de Fourier c'est-à-dire optiquement à l'infini par rapport au plan précédent (plan focal d'une lentille) ;
- un plan de Fresnel qui contiendra une information significative s'il est situé à une distance d du plan de Fourier suffisante pour que l'éclairement ait varié, mais inférieure à la distance de l'infini où se mélangent en un point les contributions de tous les points du plan de Fourier.

1) Structure du laser étudié

Le laser dont on cherche les distorsions induites par effets thermiques a été décrit au paragraphe I.2). Le cristal de vanadate est orienté de telle sorte que le champ laser vibre dans un plan horizontal. La lame polarisante est alors insérée entre le cristal et la lentille L_1 , comme le montre la figure 3.11.

Cette lame est, sous incidence de Brewster, traitée antireflet pour la polarisation horizontale, et de réflectivité maximale pour la polarisation verticale. La lentille L_1 est alors décalée transversalement pour compenser la translation de l'axe de la cavité entre la lame polarisante et le miroir M_2 . L'angle i formé par la lame avec l'axe de la cavité est proche de l'angle de Brewster. L'orientation de la lame est ajustée de telle sorte que, lorsque le laser est en fonctionnement, l'intensité du faisceau réfléchi soit minimale.

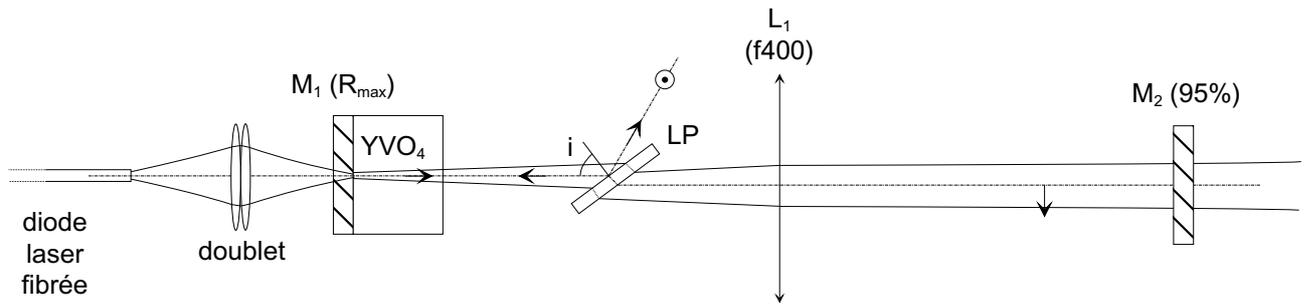


FIG. 3.11: Schéma du laser vu de dessus. Une lame polarisante est insérée dans la cavité pour injecter le faisceau sonde. Cette lame, sous incidence de Brewster, possède une réflectivité maximale pour le faisceau sonde, et ne réfléchit pas le faisceau laser.

2) Description du laser sonde

Nous cherchons ici à réaliser un faisceau sonde de profil TEM_{00} , c'est pourquoi le choix d'une cavité de type transformée de Fourier à lentille interne nous paraît judicieux :

- le filtrage par le gain permet d'obtenir facilement un profil TEM_{00} ;
- la puissance de pompage est relativement basse (inférieure à 2 W). À cette puissance de pompage, la lentille thermique qui apparaît dans le cristal de YAP est faible. Elle peut de plus être éliminée très facilement par translation de la lentille L_2 ;
- le diamètre du faisceau dans le plan du miroir M_4 est voisin de 1 mm (à mi-hauteur en intensité).

La longueur de Fresnel associée à ce rayonnement est alors de l'ordre de 3 m. La distance séparant le miroir M_4 du cristal de vanadate étant environ 1,5 m, la courbure de champ du faisceau sonde au niveau du cristal est faible. Cette courbure est déterminée plus loin à partir des profils enregistrés en l'absence d'effets thermiques.

Le schéma du laser sonde est représenté sur la figure 3.12.

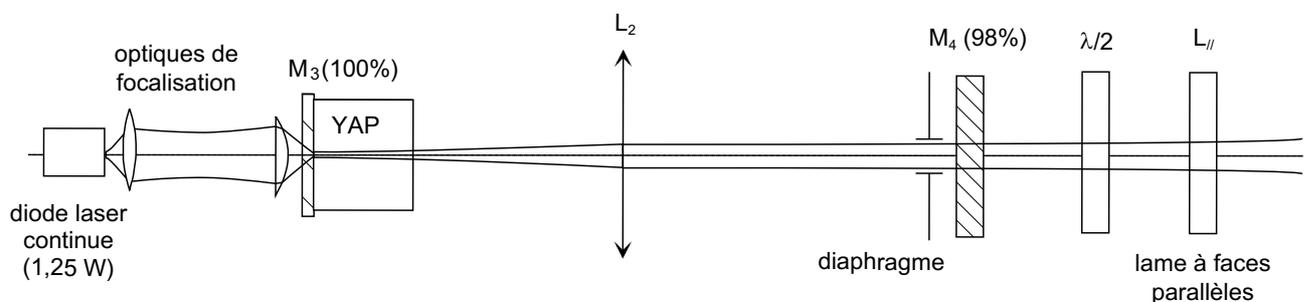


FIG. 3.12: Schéma du laser sonde. Le faisceau sonde est TEM_{00} pour une puissance de 20 mW. La polarisation est rectiligne, et la direction de vibration du champ est ajustée par rotation d'une lame demi-onde placée derrière le miroir M_4 .

Les miroirs M_3 et M_4 , de réflectivité respectivement R_{max} et 98 %, sont placés à proximité des plans focaux de la lentille L_2 , de focale 200 mm. Cette lentille est traitée antireflet à 1079 nm. Le milieu laser est un cristal de YAP dopé aux ions néodymes à 1,1 %. La face interne au résonateur est traitée antireflet à 1079 nm, et inclinée de deux degrés sur l'axe optique. La face externe est de réflectivité maximale à 1079 nm, et traitée antireflet à 808 nm. Ce cristal est pompé par une diode laser d'émission continue à 808 nm. Les dimensions de la zone émissive de cette diode sont $500 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$. Les divergences très différentes du faisceau de pompage résultant des dimensions précédentes sont compensées par un système de focalisation constitué d'un collimateur et d'une lentille cylindrique. Le faisceau de pompage est alors à symétrie de révolution au niveau de la face d'entrée du cristal de YAP. La section efficace d'émission stimulée du YAP étant relativement faible (cf. tableau 3.1), le filtrage par le gain au niveau du cristal est beaucoup moins efficace que dans le cas du YVO_4 . L'obtention d'un faisceau unimodal transverse de très bonne qualité nécessite l'introduction d'un filtre spatial dans le plan du miroir M_4 (figure 3.12). Le profil obtenu avec ce filtre est représenté sur la figure 3.13 ci-après.

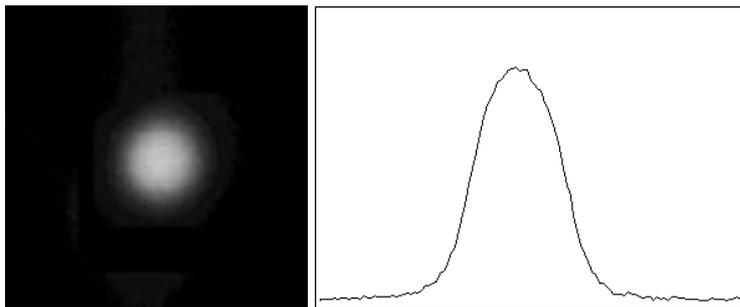


FIG. 3.13: Profil du faisceau sonde en sortie du laser. Le filtrage spatial intracavité permet d'obtenir un profil TEM_{00} de très bonne qualité.

Le rayonnement issu du cristal de YAP est naturellement polarisé. Il est nécessaire d'aligner la polarisation du faisceau sonde avec l'axe vertical normal au plan de la figure 3.14 pour bénéficier de la haute réflectivité de la lame polarisante. Cet ajustement de la polarisation du laser sonde est effectué simplement par rotation d'une lame demi-onde placée derrière le miroir de sortie du laser.

Dans ces conditions, pour une puissance de pompage de 1,25 W, la puissance du faisceau sonde est de 20 mW et le profil est TEM_{00} . Cette puissance peut cependant être ajustée pour optimiser la dynamique des enregistrements par la caméra CCD. Cette opération est réalisée facilement par une rotation de la lame demi-onde qui se trouve derrière le miroir M_4 .

Le faisceau sonde est ensuite acheminé vers la lame polarisante par la semi-transparente ST comme le montre la figure 3.14. Une difficulté majeure du montage expérimental est l'injection du faisceau sonde dans le cristal de YVO_4 : son axe de propagation doit être confondu avec l'axe du

laser contenant le cristal de vanadate.

La réflectivité de la lame polarisante n'étant pas parfaitement nulle pour la polarisation horizontale, la faible quantité de lumière issue du cristal YVO_4 et réfléchi sur cette lame est utilisée comme direction de référence pour assembler le laser sonde.

Une fois ce laser sonde en fonctionnement, le réglage fin, à la fois en direction et en position transverse du faisceau sonde par rapport au cristal de vanadate, est réalisé par translation et rotation de la lame à faces parallèles $L_{//}$ et de la séparatrice ST selon une procédure décrite plus loin.

3) Description du système d'analyse

Il est nécessaire de mesurer l'éclairement du faisceau sonde dans (au moins) trois plans (figure 3.14) :

- le plan image de la face de sortie du cristal de YVO_4 dans lequel on souhaite connaître le front d'onde du faisceau. On appelle ce plan «plan de référence» ;
- son plan conjugué au sens de Fourier (plan focal de L_3) ;
- un plan de Fresnel, que nous choisissons à proximité du plan de Fourier.

Le faisceau sonde, après une double traversée du cristal de vanadate, est en partie transmis par la lame semi-transparente ST , et définit ainsi un axe le long duquel les trois mesures d'éclairement vont être effectuées. Cet axe sera appelé dans la suite «bras de mesure». La caméra CCD est placée sur un banc de translation gradué, parfaitement parallèle à cet axe.

Dans la suite, nous allons d'abord définir dans quel plan nous voulons déterminer les distorsions du front d'onde (plan de référence). Le repérage de ce plan étant effectué, nous décrivons la technique utilisée pour positionner les lentilles L_3 et L_4 (figure 3.14). De même, nous expliquons comment les différentes positions de la caméra CCD sont déterminées. Enfin, le système utilisé pour déclencher l'acquisition des images dès l'introduction de la lame demi-onde dans le résonateur est détaillé.

a) Définition du plan de référence

C'est le plan dans lequel on souhaite connaître la phase, et éventuellement celui où la lame correctrice serait placée. Ce plan doit répondre à plusieurs conditions :

- il doit se situer à l'extérieur du cristal de vanadate afin que les distorsions du front d'onde l'ayant traversé tiennent compte de la totalité du volume pompé ;
- il doit se situer à une position accessible physiquement dans le cas où la correction du front d'onde se fait par une lame de phase ;

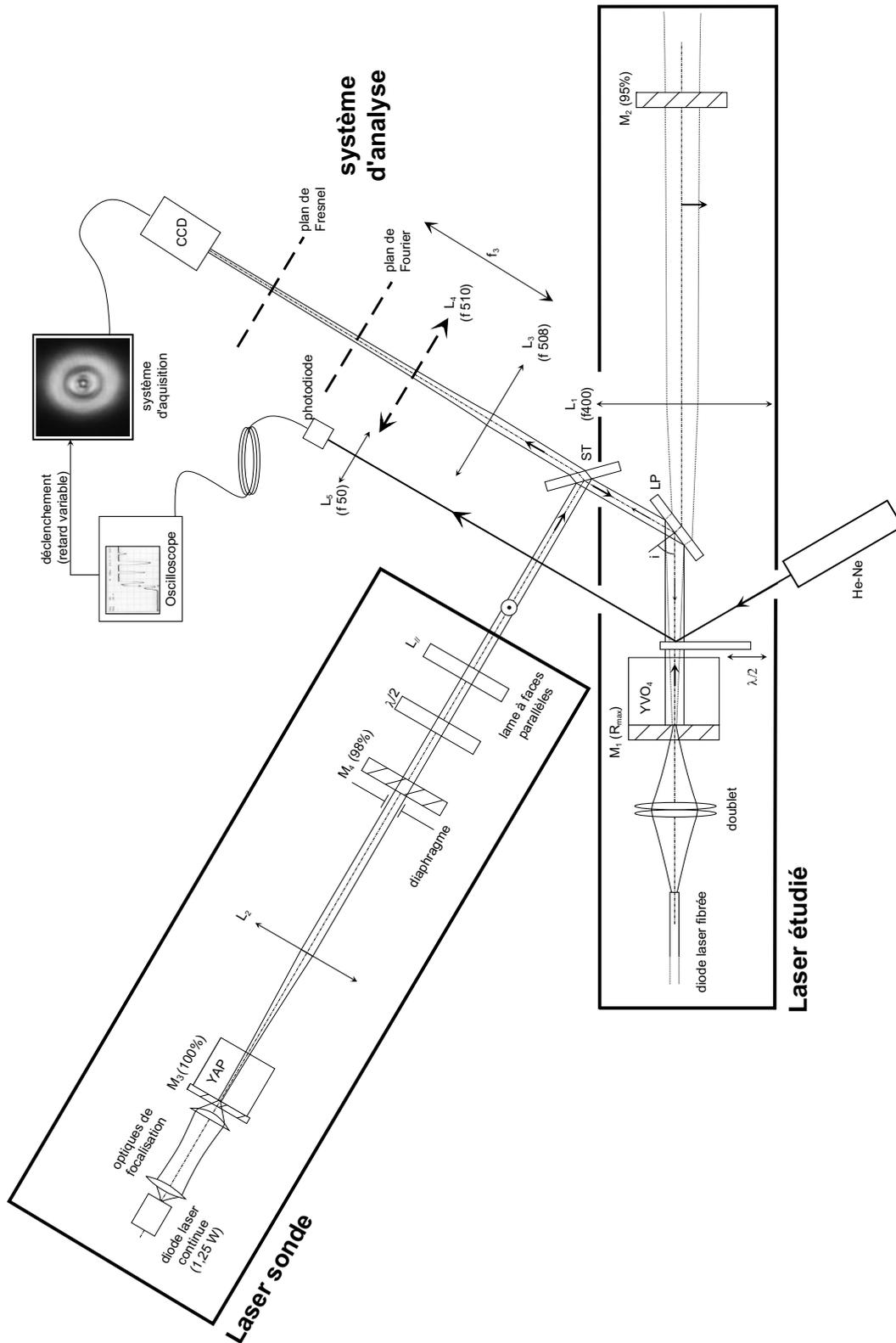


FIG. 3.14: Montage utilisé pour la caractérisation des distorsions d'origine thermique dans la cristal de vanadate à partir de l'analyse de profils d'éclairciment dans trois plans de front.

- il doit être choisi suffisamment proche du cristal de telle sorte que les distorsions de phase ne se soient pas transformées en variations d'intensité au cours de la propagation du rayonnement depuis la face de sortie jusqu'au plan de référence.

La figure 3.15 représente une coupe du support du cristal.

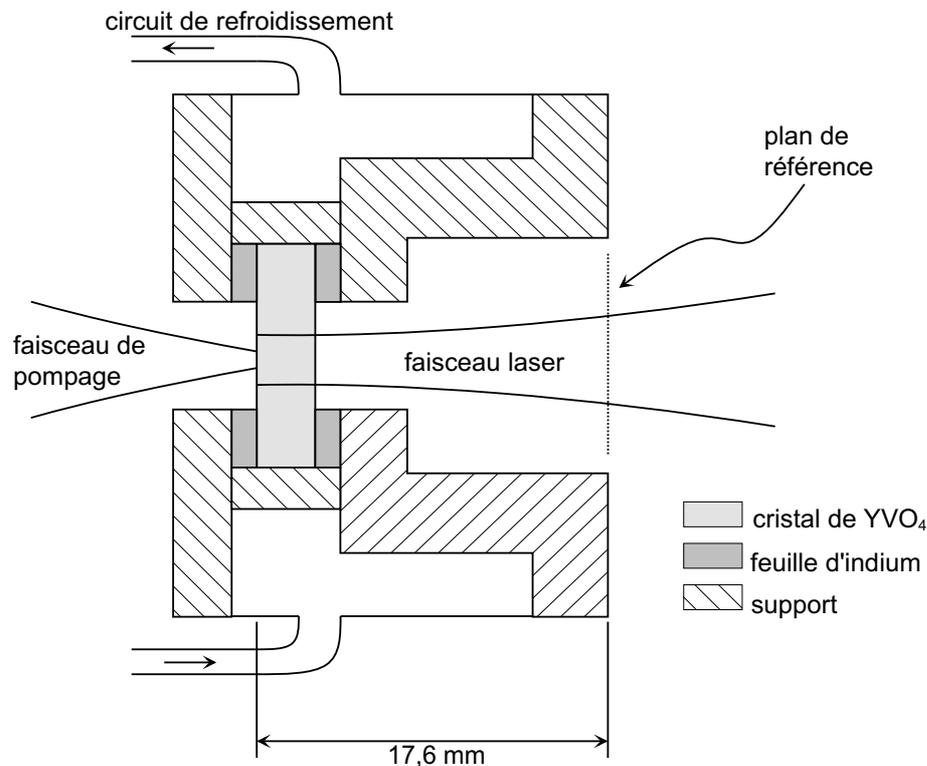


FIG. 3.15: Coupe du support du cristal de vanadate. Le plan de référence est défini comme étant le plan de sortie du support.

Une feuille d'indium est insérée entre le vanadate et le support en cuivre. L'excellente conductivité thermique de ce matériau assure une bonne évacuation de la chaleur générée dans le cristal. Un circuit d'eau interne permet au support de rester à une température constante de 19 °c. Sans ce système d'évacuation de la chaleur, le cristal de vanadate serait très vite détruit.

La face de sortie du support est le premier plan facilement accessible physiquement et le plus proche du cristal. C'est ce plan que nous définissons comme plan de référence. La distance séparant la face arrière du cristal et le plan de référence est égale à 17,6 mm.

b) Repérage des plans de mesure

La lentille L_3 est une lentille convergente de focale $f_3 = 508 \text{ mm}$ à 1064 nm et traitée antireflet à cette longueur d'onde. Elle est utilisée pour former l'image du plan de Fourier. Le chemin optique séparant la lentille L_3 du plan de référence sera pris égal à 508 mm.

Dans un premier temps, la lentille est positionnée à 508 mm du miroir M_1 en utilisant une lunette autocollimatrice. La source de lumière blanche de la lunette a été remplacée par un laser YAG couplé à une fibre optique multimodale. Le positionnement de la lentille L_3 est donc effectué à 1064 nm. Le miroir M_1 se trouvant exactement au foyer de la lentille, il suffit de translater cette dernière de 17,6 mm pour placer le plan de référence dans son plan focal. Le positionnement de la caméra CCD est effectué de manière similaire : la lunette autocollimatrice est placée de l'autre côté de la lentille L_3 , et la matrice de la CCD est placée exactement au foyer de la lentille.

L'image du plan de Fresnel est enregistrée simplement par translation de la caméra CCD de 270 mm en s'éloignant de la lentille L_3 . Cette distance est choisie de telle sorte que le profil d'éclairement soit suffisamment différent du profil enregistré dans le plan de Fourier, tout en ayant une taille inférieure à celle de la matrice de la caméra.

Afin d'effectuer l'acquisition du plan image en modifiant le moins possible le système d'imagerie, nous avons préféré associer à la lentille L_3 une seconde lentille L_4 , plutôt que de réaliser un montage de grandissement unité avec une seule lentille. L_4 est une lentille convergente de focale $f_4 = 510$ mm et traitée antireflet à 1064 nm. Le plan image est alors enregistré en plaçant la caméra CCD dans le plan image de la lentille L_4 . Le positionnement de la caméra est effectué à l'aide de la lunette autocollimatrice que l'on a placée entre la lentille L_4 et la semi-transparente ST , la lentille L_3 étant enlevée de son support. La caméra CCD est placée exactement dans le plan focal image de la lentille L_4 pour la longueur d'onde de 1064 nm.

L'acquisition des profils d'éclairement dans les trois plans est résumée sur la figure 3.16.

c) Déclenchement des acquisitions

Nous avons vu que la mesure des aberrations avec une sonde ayant la même polarisation que le laser est impossible si ce dernier est en fonctionnement. Nous avons par conséquent opté pour une mesure de la distorsion du front d'onde juste après avoir interrompu l'oscillation laser. Il est ainsi possible de sonder le cristal avec la même polarisation que celle du faisceau laser. La commutation entre le fonctionnement laser et l'injection de la sonde est réalisée par l'insertion d'une lame demi-onde entre le cristal de vanadate et la lame polarisante. Les lignes neutres de la lame demi-onde sont orientées à 45° de la direction du champ électrique de l'onde sonde (axe vertical).

L'insertion de la lame demi-onde doit être la plus brève possible afin de limiter la durée pendant laquelle le bord de la lame traverse le faisceau laser. Le dispositif utilisé est représenté sur la figure 3.17.

La lame demi-onde est collée sur une tige en aluminium, elle-même fixée sur l'axe d'un moteur

IV. Dispositif expérimental pour la mesure de l'éclairement du faisceau sonde dans différents plans

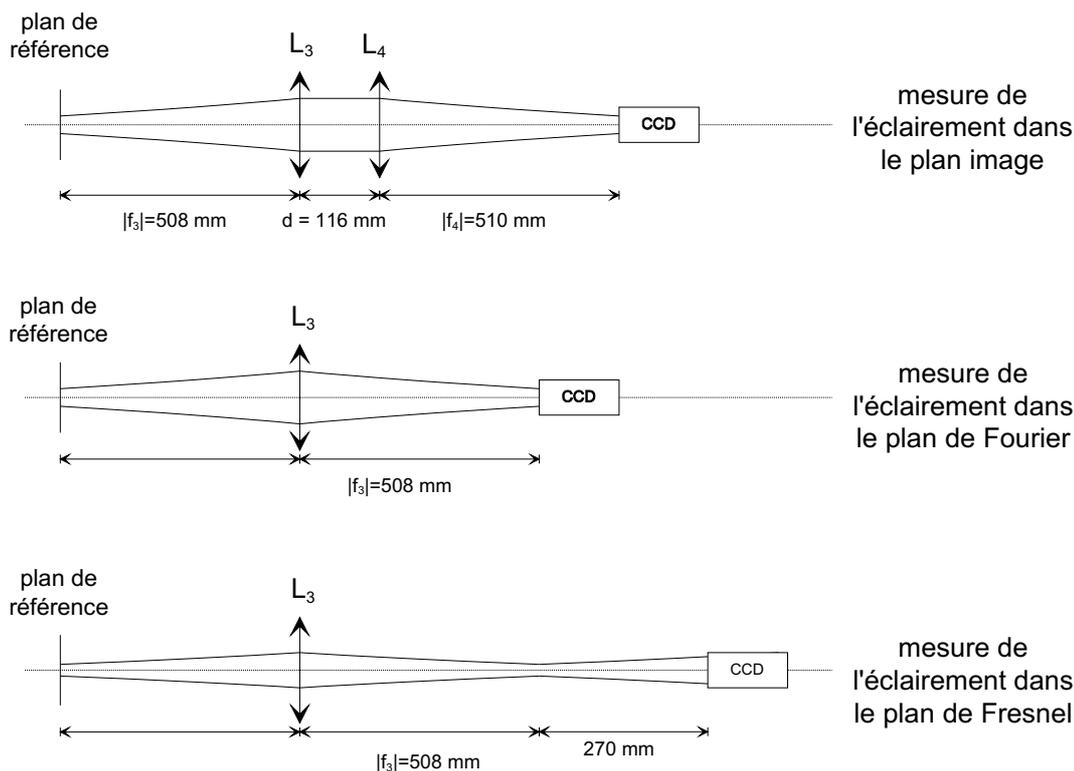


FIG. 3.16: Représentation de l'acquisition des profils d'éclairement dans les trois plans de front.

électrique³. La position angulaire de l'axe du moteur est commandée par un potentiomètre rotatif. En tournant à la main très rapidement ce potentiomètre, la tige sur laquelle est fixée la lame demi-onde subit une rotation de 90° . Après une phase d'accélération, la lame demi-onde coupe le faisceau laser avec sa vitesse maximale et s'arrête brutalement quelques millimètres plus loin. La vitesse de la lame est alors égale à 40 cm/s et la durée pendant laquelle le bord de la lame traverse le faisceau laser est de l'ordre de la milliseconde.

Il n'est pas nécessaire que la lame demi-onde soit orientée exactement à 45° de l'axe vertical. Un écart de quelques degrés entraîne l'apparition d'une composante polarisée verticalement du faisceau sonde. Le cristal de vanadate étant biréfringent, les trajets suivis par les composantes polarisées verticalement et horizontalement sont séparés angulairement. La fraction du faisceau sonde polarisée verticalement est en dehors du champ de la caméra dans le plan de Fourier et dans le plan de Fresnel. En revanche, les deux faisceaux sont confondus dans le plan image. La composante verticale est éliminée simplement en plaçant un cache sur son trajet entre les lentilles L_3 et L_4 .

Un cache permet de couper les réflexions dues à la faible fraction du faisceau sonde ayant traversé la lame polarisante. Ces réflexions sont à l'origine de l'apparition de franges d'interférence qui

³il s'agit simplement d'un moteur électrique utilisé en modélisme

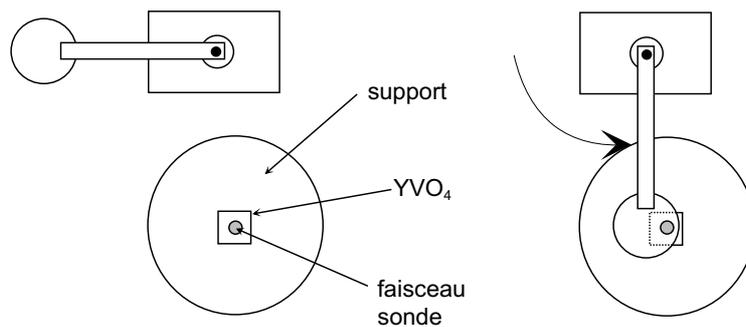
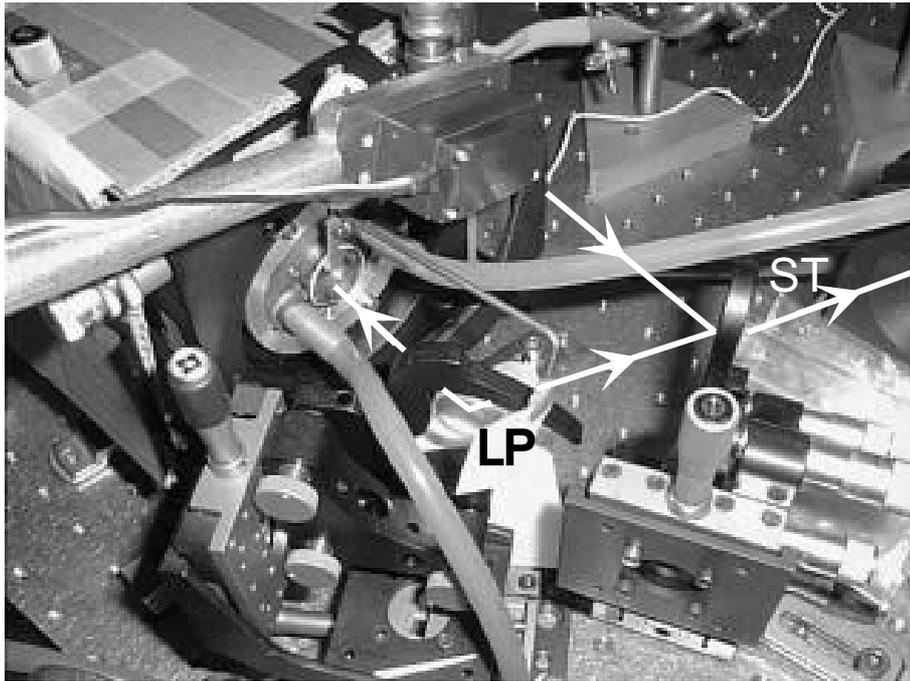


FIG. 3.17: Dispositif utilisé pour l'insertion de la lame demi-onde dans le résonateur.

viennent perturber l'enregistrement des profils d'éclairement.

Le déclenchement des acquisitions est réalisé à l'aide d'un laser He-Ne auxiliaire et d'une photodiode. Le faisceau est focalisé sur la photodiode à l'aide d'une lentille de focale 50 mm. Nous utilisons la réflexion de ce faisceau laser sur la lame demi-onde pour détecter l'insertion de cette dernière dans la cavité. La tension aux bornes de la résistance associée à la photodiode est ensuite utilisée pour déclencher un oscilloscope. Un second signal de déclenchement est alors généré par l'oscilloscope puis transmis au système d'acquisition de la caméra CCD.

L'ajout d'un oscilloscope entre la photodiode et le système d'acquisition présente les avantages suivants :

- les fronts de montée du signal délivré par la photodiode ne sont pas assez raides pour déclencher directement l'acquisition des images par la caméra. En revanche, l'oscilloscope se

déclenche facilement sur ce signal et réémet un signal de synchronisation avec des pentes suffisamment raides pour permettre le déclenchement du système d'acquisition ;

- il est possible de retarder le signal de synchronisation émis par l'oscilloscope vers le système d'acquisition d'une quantité ajustable. Ceci permet d'étudier la relaxation thermique après interruption du faisceau laser et donc celle des distorsions du front d'onde à différents instants.

Les profils d'éclairement sont enregistrés avec une caméra CCD TM-765 commercialisée par la société PULNIX. Les dimensions de la matrice CCD sont 765 pixels horizontalement et 581 pixels verticalement. Les pixels font $11\ \mu\text{m}$ de côté. La quantité de lumière intégrée par chaque pixel pendant la durée d'acquisition est ensuite codée sur 256 niveaux de gris.

d) Réglage de l'injection du faisceau sonde

L'axe du faisceau sonde doit être confondu avec celui du laser dans le cristal. Il faut alors contrôler la direction et la position de ce faisceau. Le réglage angulaire et transversal est réalisé par orientation et translation des lames ST et $L_{//}$.

(a) - réglage transversal du faisceau sonde au niveau du miroir M_1

Le faisceau sonde doit être exactement centré par rapport au faisceau de pompage (et par conséquent au faisceau laser). Le réglage transversal du faisceau sonde est réalisé de la manière suivante :

La lame demi-onde est insérée dans le résonateur sondé. Le faisceau sonde est reçu par la caméra CCD placée dans le plan focal image de la lentille L_3 (figure 3.16). La puissance du faisceau de pompage est alors augmentée progressivement, entraînant l'apparition d'une lentille thermique dans le cristal de vanadate. Si le faisceau sonde n'est pas exactement centré sur l'axe de cette lentille thermique, sa direction est modifiée au fur et à mesure que la distance focale thermique diminue, et on observe alors un déplacement du faisceau sonde dans le plan focal image de L_3 .

La hauteur du faisceau sonde est ajustée en orientant la lame $L_{//}$, et la position transversale de ce faisceau est réglée par translation de la semi-transparente ST . Le faisceau sonde est alors centré par rapport à l'axe de la lentille thermique de telle sorte que l'image de celui-ci dans le plan focal de L_3 ne se déplace plus lorsqu'on modifie la puissance de pompage.

(b) - Réglage de l'angle d'incidence du faisceau sonde

L'axe du faisceau sonde doit être confondu avec l'axe du faisceau laser dans le cristal de vanadate.

Dans un premier temps, la lame demi-onde est retirée du résonateur, et la puissance de pompage ajustée afin que le laser fonctionne juste au dessus du seuil d'oscillation. Le faisceau laser est alors

imagé sur la caméra CCD dans le plan focal image de L_3 , et sa position est repérée.

Dans un second temps, la lame demi-onde est insérée dans la cavité. Le faisceau sonde est alors imagé sur la caméra CCD dans le plan focal image de L_3 , et sa position est comparée à celle du faisceau laser précédemment repérée. Tout décalage d'un faisceau par rapport à l'autre dans ce plan signifie que leurs directions sont différentes au niveau du cristal de vanadate. Le faisceau sonde et le faisceau laser sont confondus dans le plan focal image de L_3 par orientation de la semi-transparente ST .

Les procédures **(a)** et **(b)** sont répétées alternativement jusqu'à l'obtention d'un réglage parfait de la position et de l'angle d'incidence du faisceau sonde dans le cristal de vanadate.

V Résultats expérimentaux : mesure des profils d'éclairement

Nous présentons dans cette partie les mesures des profils d'éclairement obtenus dans les trois plans précédemment fixés. Tout d'abord, nous montrons que dès que l'effet laser cesse, les profils évoluent rapidement au cours du temps. Nous vérifions ensuite que cette évolution temporelle des répartitions d'éclairement est uniquement d'origine thermique, et en particulier n'est pas liée à des effets mécaniques qui seraient dus à l'insertion dans la cavité de la lame demi-onde. Nous montrons alors les profils d'éclairement enregistrés dans trois configurations différentes : en l'absence de pompage, quelques millisecondes après extinction du laser, et plusieurs secondes après extinction du laser. Enfin dans une dernière partie, l'influence de la polarisation de la sonde est mise en évidence expérimentalement, par la mesure de l'éclairement dans le plan de Fourier avec un faisceau sonde polarisé verticalement et horizontalement, c'est-à-dire de champ parallèle à l'une ou l'autre des lignes neutres du cristal de YVO_4 .

1) Évolution temporelle des profils d'éclairement

Nous avons enregistré les profils d'éclairement dans le plan de Fourier (plan focal image de L_3) pour des retards différents entre l'introduction de la lame demi-onde dans la cavité et l'acquisition de l'éclairement par la caméra CCD. Les coupes des profils en fonction du temps sont représentées sur la figure 3.18.

Les effets de relaxation thermique sont ici clairement mis en évidence. Dès que le laser ne fonctionne plus, sa température augmente rapidement, et la distorsion subie par l'onde du faisceau sonde est accrue. Notons que cette variation au cours du temps se traduit par une redistribution de l'éclairement dans l'image enregistrée, alors que la taille moyenne de cette image reste inchangée. L'intensité des franges les plus éloignées du centre de l'image devient comparable à celle du lobe central.

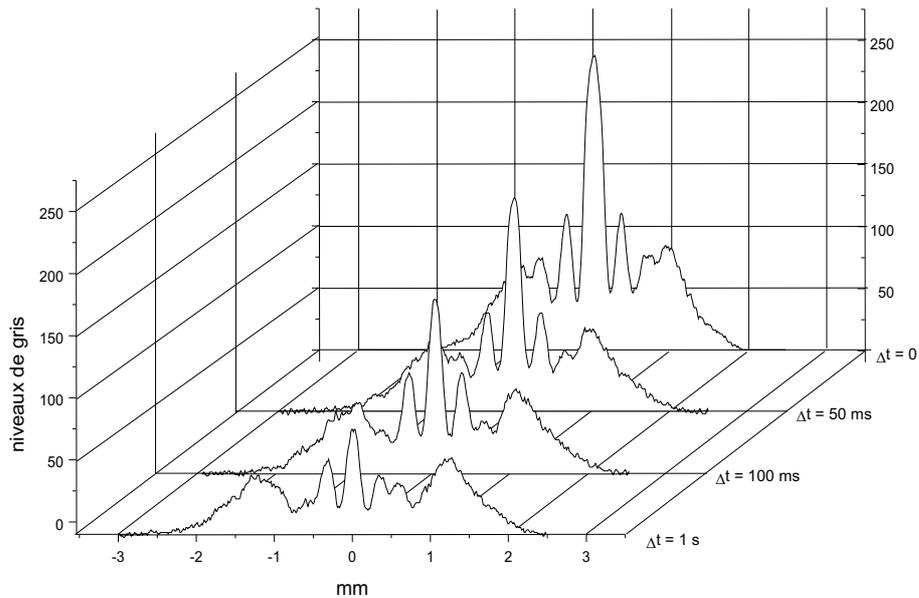


FIG. 3.18: Évolution temporelle d'une coupe du profil d'éclairement dans le plan de Fourier.

Nous nous sommes assurés que cette évolution est uniquement d'origine thermique, et aucunement liée à des perturbations mécaniques qui résulteraient de l'insertion de la lame demi-onde dans le résonateur. Pour cela, nous avons mesuré le profil d'éclairement dans le plan de Fourier pour différents retards Δt , et en l'absence de pompage. Les enregistrements sont représentés sur la figure 3.19.

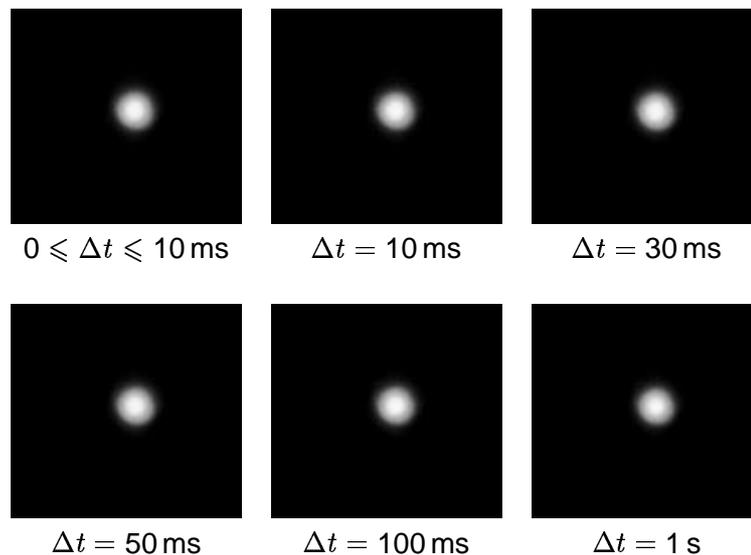


FIG. 3.19: Enregistrement du profil d'éclairement du faisceau sonde dans le plan de Fourier en l'absence de pompage. L'insertion de la lame demi-onde dans le résonateur ne perturbe pas les mesures.

On n'observe aucune perturbation du profil au cours du temps. L'évolution temporelle des profils

d'éclairement est uniquement d'origine thermique. Il est donc nécessaire d'effectuer les enregistrements le plus tôt possible après que la lame demi-onde ait été introduite dans le résonateur.

Nous allons pour cela mettre à profit une caractéristique de la caméra CCD. En effet, les images enregistrées sont entrelacées, c'est-à-dire que les lignes paires sont d'abord enregistrées, puis seulement ensuite les lignes impaires. La totalité des lignes est enregistrée à la fréquence de 50 Hz. L'enregistrement des lignes paires est fait avec un retard ou une avance de 10 ms environ par rapport à celui des lignes impaires.

La figure 3.20 représente schématiquement le principe de l'acquisition.

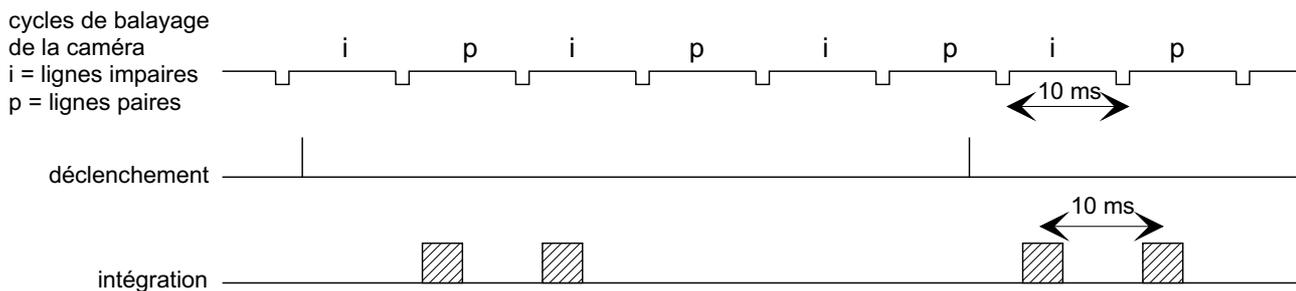


FIG. 3.20: Principe de l'acquisition par la caméra CCD. Les lignes paires et impaires contiennent des images séparées temporellement de 10 ms.

La première ligne représente temporellement les cycles de balayage des lignes paires et impaires par la caméra CCD. La ligne située en dessous représente le signal de déclenchement généré par l'oscilloscope. Sur cette figure, deux signaux de déclenchement apparaissent pour mettre en évidence le fait que les premières lignes enregistrées peuvent être les lignes paires ou impaires, suivant la position temporelle du signal de déclenchement par rapport au cycle de balayage. Dans la pratique, un seul signal de déclenchement est envoyé au système d'analyse, et une seule image est enregistrée, puis mémorisée.

La dernière ligne représente l'acquisition en elle-même. Pour la première mesure, les lignes paires sont enregistrées avant les lignes impaires. La situation est inversée dans le cas de la seconde mesure.

En translatant transversalement le laser He-Ne (qui fournit le signal de déclenchement à la photodiode), il est possible de synchroniser parfaitement l'insertion de la lame demi-onde dans le résonateur avec l'acquisition des images. On obtient alors des enregistrements tels que celui représenté sur la figure 3.21.

Les lignes de même parité analysées en premier ont enregistré le profil du faisceau laser. La sonde n'est pas encore insérée dans la cavité. Les lignes correspondant à l'autre parité ont enregistré le profil de la sonde. Les deux images sont séparées temporellement d'une dizaine de millisecondes.

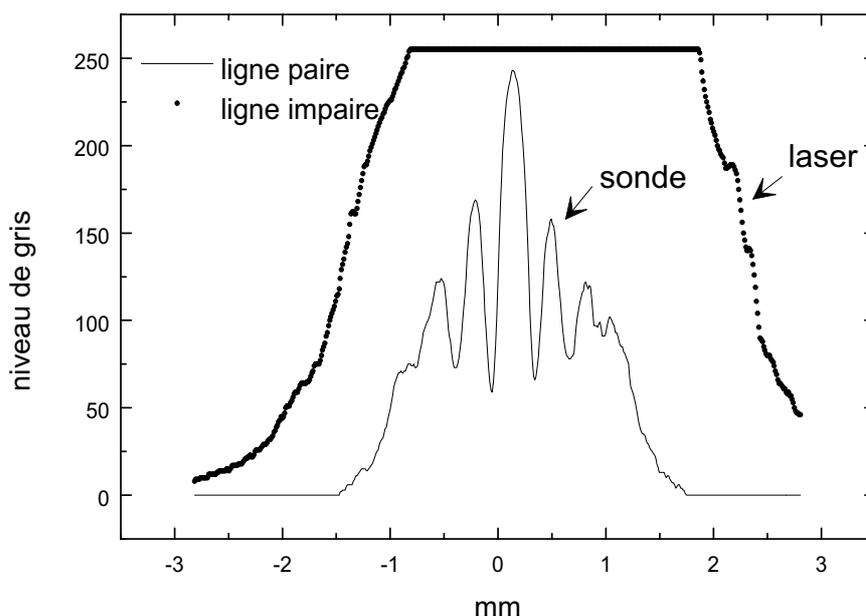


FIG. 3.21: Profil d'éclairement dans le plan de Fourier lorsque l'acquisition est synchronisée avec l'insertion de la lame demi-onde dans le résonateur.

Compte tenu du matériel à notre disposition, il n'a pas été possible d'effectuer l'acquisition du profil du faisceau sonde moins de quelques millisecondes (0-10 ms) après l'interruption du laser.

2) Mesure des éclairements dans les trois plans

La figure 3.22 montre les profils d'éclairement mesurés dans le plan image, le plan de Fourier et le plan de Fresnel.

Les enregistrements ont été effectués dans trois configurations différentes :

- sans pomper le cristal de vanadate. Ces enregistrements vont nous permettre de déterminer la courbure intrinsèque du faisceau sonde au niveau du cristal ;
- en pompant le cristal de vanadate, et en enregistrant les profils quelques millisecondes après extinction du laser. La puissance de pompage est de 9,3 W. C'est à partir de ces enregistrements que nous allons caractériser les effets thermiques. Les images semblent très bruitées, mais ceci est dû à deux phénomènes combinés :
 1. les lignes paires et impaires contiennent des images un peu différentes ;
 2. la résolution de l'imprimante utilisée pour reproduire cette image n'est pas assez bonne pour séparer les lignes paires et impaires. Il apparaît alors un phénomène de «Moiré» ;
- en pompant le cristal de vanadate, et en enregistrant les profils plusieurs secondes après l'extinction du laser. La puissance de pompage est toujours de 9,3 W.

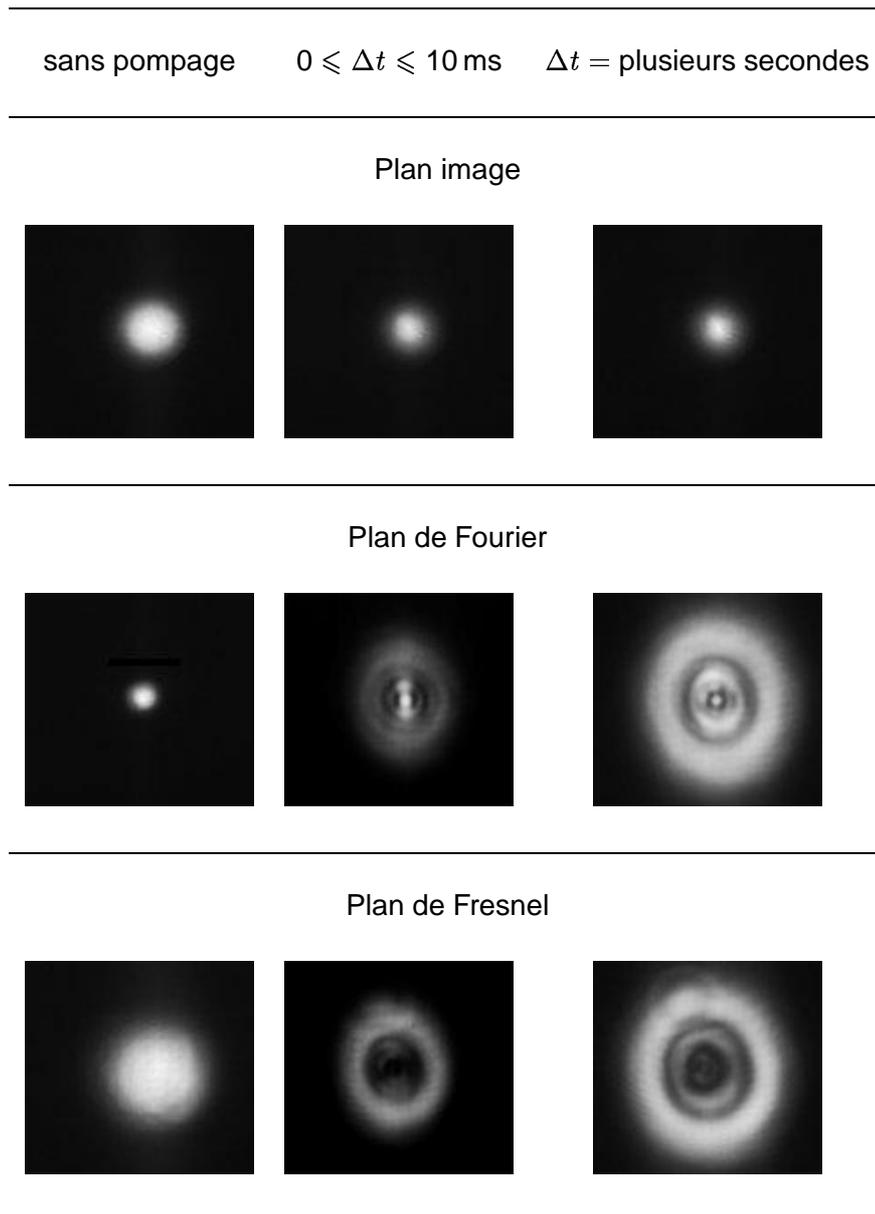


FIG. 3.22: Profils d'éclairement mesurés dans le plan image, le plan de Fourier et le plan de Fresnel.

Pour chaque acquisition, la puissance du faisceau sonde est ajustée afin d'optimiser la dynamique des enregistrements. Ainsi, les profils enregistrés après plusieurs secondes semblent plus intenses que ceux enregistrés peu de temps après extinction du laser alors qu'en réalité, tous les profils correspondent à la même énergie, répartie différemment.

3) Influence de la polarisation du faisceau sonde

Nous avons annoncé la nécessité de sonder le cristal avec la même polarisation que celle de l'émission laser. Nous en apportons ici une preuve expérimentale. L'éclairement dans le plan de

Fourier a été mesuré successivement pour les deux polarisations orthogonales du faisceau sonde. Les enregistrements sont représentés sur la figure 3.23.

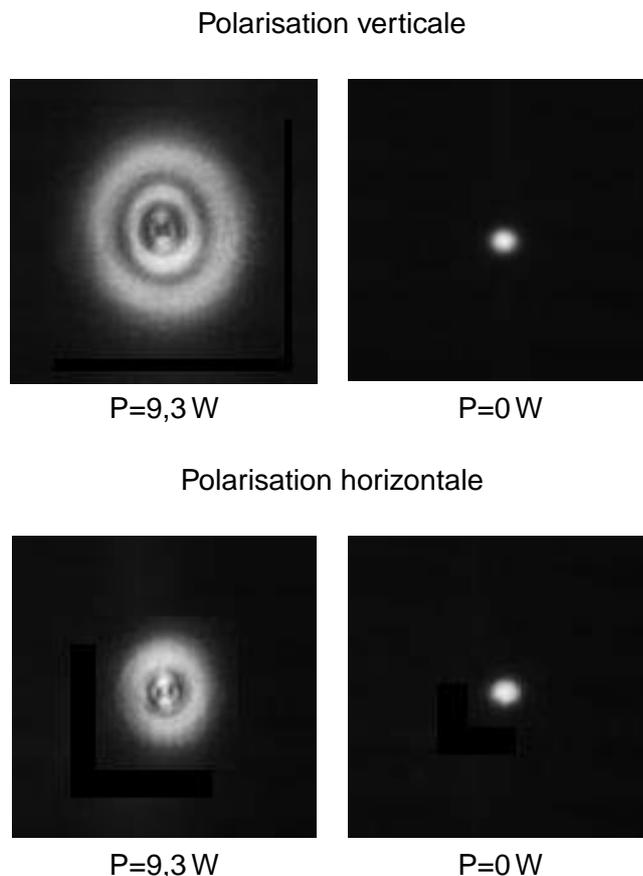


FIG. 3.23: Variation des distorsions du front d'onde du faisceau sonde avec la polarisation (profils enregistrés dans le plan de Fourier).

Les acquisitions ont été effectuées d'une part avec une puissance de pompage de 9,3 W, plusieurs secondes après avoir interrompu l'effet laser, et d'autre part sans pomper le cristal de vanadate. Les distorsions observées, plus importantes pour la polarisation verticale, confirment le fait connu que la variation de l'indice de réfraction du vanadate avec la température est plus importante pour la polarisation verticale que pour la polarisation horizontale.

VI Reconstruction numérique du front d'onde du faisceau sonde

Dans cette partie, nous présentons la reconstruction numérique du profil de phase du faisceau sonde déformé à partir des profils d'éclairement mesurés.

Après avoir décrit l'algorithme utilisé, nous étudions l'influence de certains paramètres (bruit de mesure, positionnement des plans) sur la convergence de cet algorithme. Le profil de phase est

ensuite déterminé à partir des enregistrements de l'éclairement dans les trois plans de front. Deux cas sont envisagés :

- en l'absence de pompage : nous déterminons la courbure de phase intrinsèque du faisceau sonde au niveau du cristal ;
- en pompant le cristal de vanadate : le front d'onde du faisceau sonde après un aller et retour dans le milieu est déterminé.

1) Choix de l'algorithme

a) Algorithme de Gerchberg-Saxton

Selon cet algorithme, le profil de phase $\phi(x, y)$ d'une onde est reconstruit grâce à des opérations itératives de transformations de Fourier directes et inverses à partir de la connaissance des éclaircements $I_1(x, y)$ et $I_2(x', y')$ dans deux plans conjugués de Fourier, c'est-à-dire localisés dans les plans focaux d'une lentille (figure 3.24).

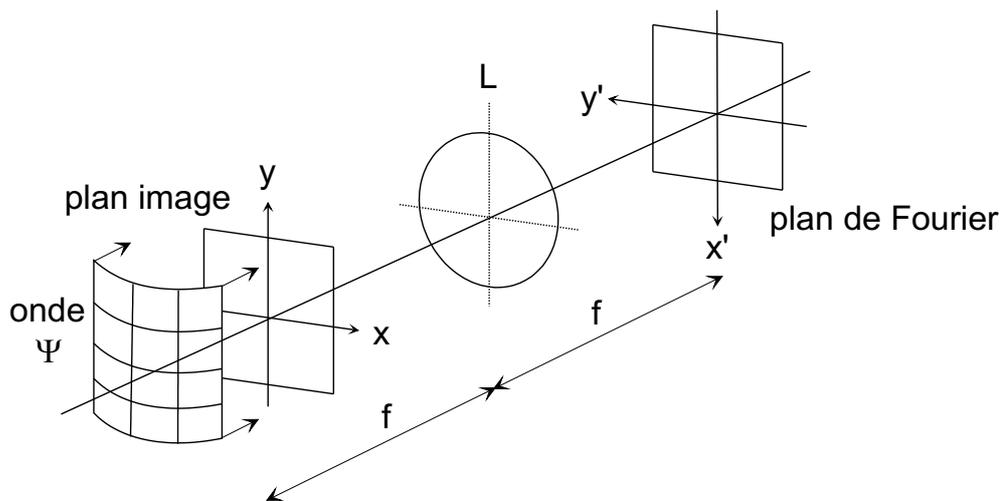


FIG. 3.24: Par la méthode de Gerchberg et Saxton, le profil d'une onde Ψ peut être reconstruit à partir de la mesure des éclaircements dans les plans focaux d'une lentille L .

x et y représentent les coordonnées transversales dans le premier plan et x' et y' dans le second. Ces deux plans sont nommés dans la suite «plan image» et «plan de Fourier». L'algorithme est schématisé sur la figure 3.25.

On construit le champ initial $E_1(x, y)$ à partir de l'amplitude mesurée $\sqrt{I_1(x, y)}$ et d'une phase $\phi_1(x, y)$ que l'on se fixe arbitrairement. On calcule ensuite par une transformée de Fourier le champ :

$$E_2(x', y') = A_2(x', y') \exp j\phi_2(x', y')$$

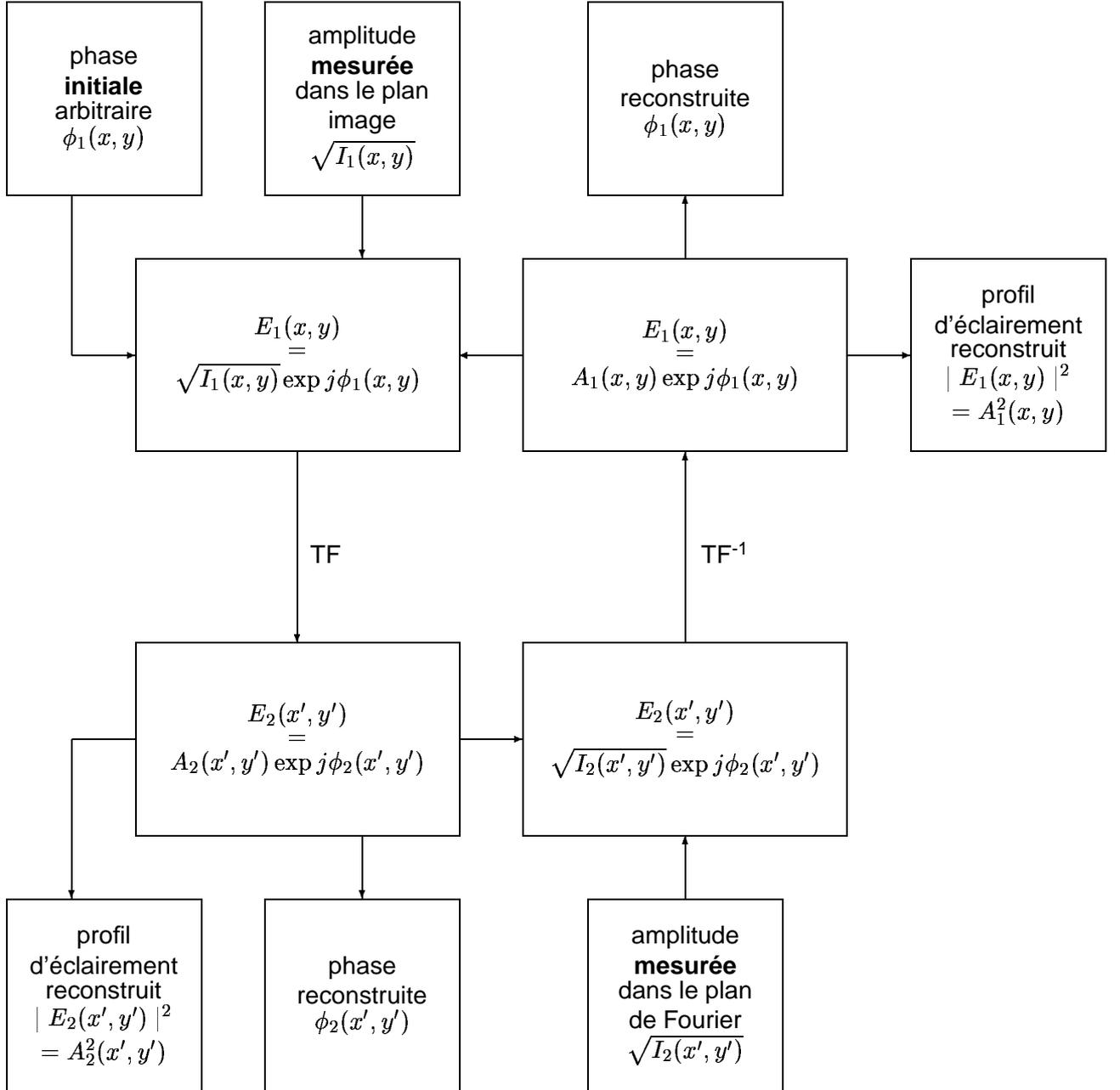


FIG. 3.25: Algorithme de Gerchberg et Saxton.

dans le plan de Fourier. L'amplitude ainsi calculée $A_2(x', y')$ est remplacée par l'amplitude mesurée $\sqrt{I_2(x', y')}$ dans ce plan tandis que la phase calculée ϕ_2 est conservée. On construit par conséquent le champ $E_2(x', y') = \sqrt{I_2(x', y')} \exp j\phi_2(x', y')$. Le champ complexe dans le plan image est alors calculé en appliquant une transformée de Fourier inverse sur le champ E_2 . Le champ obtenu est $E_1(x, y) = A_1(x, y) \exp j\phi_1(x, y)$. On construit le nouveau champ complexe $E_1(x, y) = \sqrt{I_1(x, y)} \exp j\phi_1(x, y)$.

Cette procédure est itérée jusqu'à la convergence du profil de phase.

Dans la pratique, après un début de convergence où les amplitudes calculées se rapprochent des valeurs mesurées, il peut arriver que l'on n'observe jamais une convergence complète vers les amplitudes mesurées. Les profils de phase $\phi_1(x, y)$ et $\phi_2(x', y')$ ainsi calculés ne sont pas ceux que l'on recherche puisque, dans cet algorithme, amplitudes et phases sont étroitement liées.

Nous montrons ci-après que la solution n'est en outre pas unique si les éclaircements I_1 et I_2 sont à symétrie centrale.

Supposons que la répartition de phase $\phi_1(x, y)$ possédant la symétrie centrale soit solution de l'équation :

$$\begin{aligned} |TF[A_1(x, y) \exp j\phi_1(x, y)]|^2 &= |A_2(x', y') \exp j\phi_2(x', y')|^2 \\ &= I_2(x', y') \end{aligned}$$

On a alors :

$$\begin{aligned} |TF[A_1(x, y) \exp j\phi_1^*(x, y)]|^2 &= |A_2(-x', -y') \exp j\phi_2^*(-x', -y')|^2 \\ &= I_2(-x', -y') \\ &= I_2(x', y') \end{aligned}$$

Autrement dit, si le profil de phase $\phi_1(x, y)$ est solution, alors le profil conjugué $\phi_1^*(x, y)$ l'est aussi. On constate dans la pratique que l'existence de ces deux solutions compromet la convergence de l'algorithme. Nous avons tenté une reconstruction du profil de phase de l'onde sonde perturbée par la traversée du milieu amplificateur (YVO_4) aberrant en utilisant cet algorithme. Nous n'avons pas réussi à obtenir la convergence vers une solution unique lorsque l'on change la phase initiale $\phi_1(x, y)$. Nous nous sommes alors orientés vers un autre algorithme itératif pour lequel les contraintes d'éclaircements sont imposées dans trois plans de front au lieu de deux.

b) Algorithme itératif reconstruisant l'onde à partir de l'éclaircissement mesuré dans trois plans

Les trois plans sont un plan image, un plan de Fourier et un plan de Fresnel situé à proximité du plan de Fourier. L'algorithme est représenté sur la figure 3.26.

Sa structure d'ensemble est similaire à celle de l'algorithme de Gerchberg et Saxton. Les champs dans les plans de Fourier et Fresnel se déduisent l'un de l'autre en multipliant le spectre d'ondes planes $\tilde{E}_{2ou3}(u', v')$ du champ $E_{2ou3}(x', y')$ par un terme de phase dépendant quadratiquement des

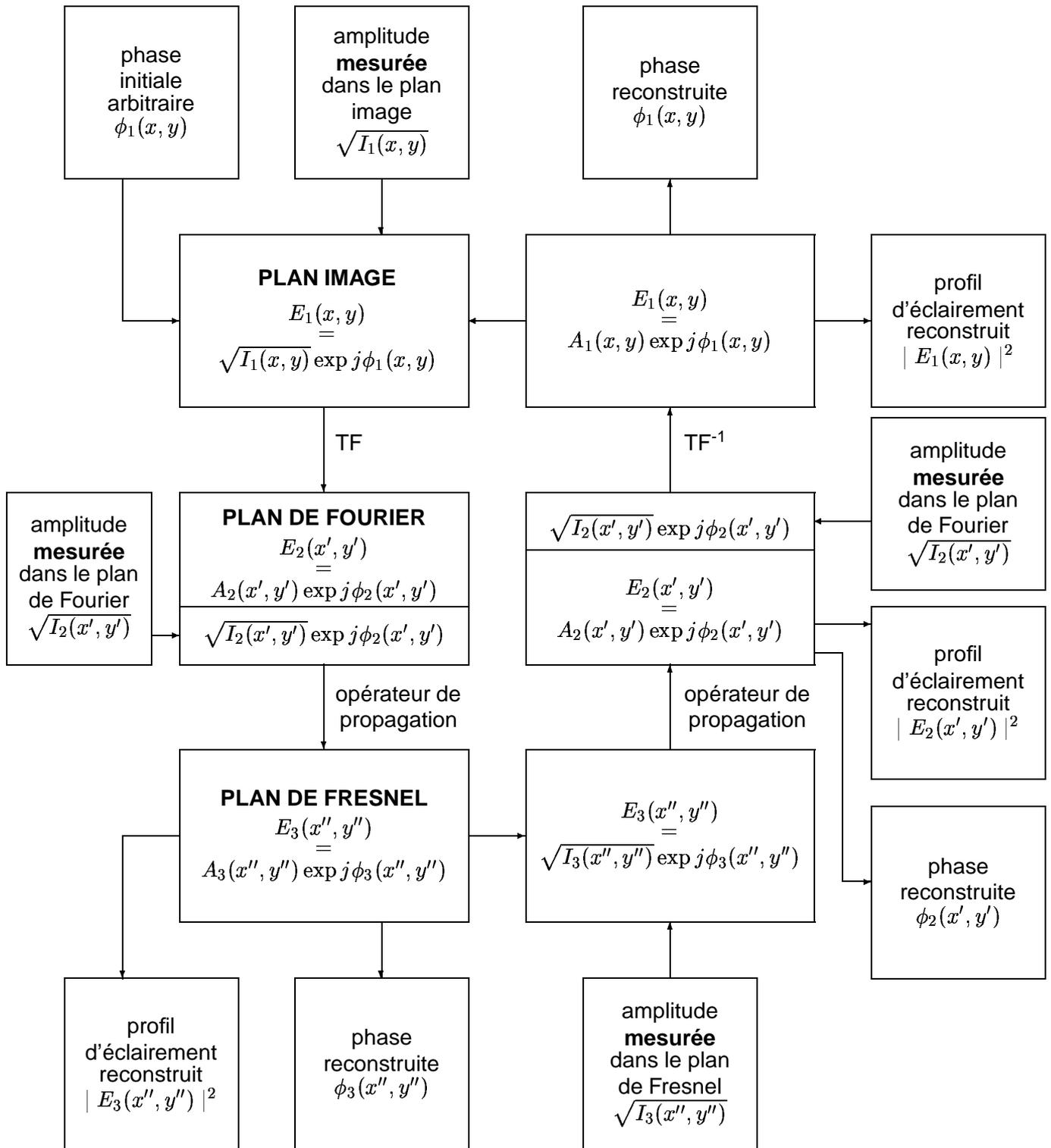


FIG. 3.26: Algorithme utilisé pour la reconstruction du front d'onde du faisceau sonde, à partir des éclaircements mesurés dans trois plans de front : plan image, plan de Fourier, plan de Fresnel proche du plan de Fourier.

fréquences spatiales u' et v' et linéairement de la distance d séparant les plans :

$$\tilde{E}_{3ou2} \propto \tilde{E}_{2ou3} \exp \pm j\pi\lambda(u'^2 + v'^2)d$$

Une opération de transformée de Fourier inverse donne les champs après propagation.

À chaque fois, l'amplitude mesurée dans chacun des plans est substituée à l'amplitude calculée tandis que la phase calculée est conservée. L'algorithme proposé travaille avec les plans de la manière suivante :

plan image \rightarrow plan de Fourier \rightarrow plan de Fresnel \rightarrow plan de Fourier \rightarrow plan image \rightarrow plan de Fourier \rightarrow plan de Fresnel . . .

L'algorithme que nous avons utilisé s'apparente à celui proposé en 1973 par D. L. Misell [9–11] et dont le principe a notamment été appliqué avec succès en 1993 à la détermination des distorsions du front d'onde au sein du télescope Hubble [12].

L'algorithme utilisant trois plans de mesure est particulièrement efficace, mais très sensible au décentrage des images ou aux erreurs de repérage des différents plans. Tant que deux plans uniquement sont utilisés, une erreur de centrage se traduit par un terme de phase linéaire, et une erreur de positionnement longitudinal des plans fait apparaître un terme de défocalisation du front d'onde. L'addition d'un troisième plan nécessite un alignement transversal parfait et une mesure précise de la position des plans en profondeur. On étudiera numériquement l'incidence de ces différents paramètres sur la précision de la reconstruction du front d'onde.

2) Validation de l'algorithme

a) Insuffisance de la connaissance de l'éclairement dans deux plans pour la détermination de la phase

Nous montrons d'abord numériquement sur un exemple élémentaire qu'un algorithme de type Gerchberg-Saxton utilisant uniquement l'éclairement dans deux plans de front est inefficace pour reconstruire le profil de phase si la courbure est significative.

Nous nous proposons de reconstruire, en utilisant l'algorithme de Gerchberg et Saxton, la répartition d'amplitude complexe unidimensionnelle définie dans le plan image par le produit d'une gaussienne limitée et d'un terme de phase parabolique soit :

$$E_1(x) = E_0 \exp \left(\frac{-x^2}{\omega_0^2} \right) \cdot \text{rect} \left(\frac{x}{L} \right) \cdot \exp j\phi_1(x) \quad \text{avec} \quad \phi_1(x) = \frac{\pi x^2}{\lambda R}$$

où L est la dimension de la fenêtre de calcul.

L'éclairement correspondant est $I_1(x)$. Dans le plan de Fourier, l'amplitude complexe est :

$$E_2(x') = TF \left[\sqrt{I_1(x)} \cdot \exp \left(j \frac{\pi x^2}{\lambda R} \right) \right]$$

et l'éclairement dans ce plan est appelé $I_2(x')$. Nous notons x et $x'/\lambda f$ les variables réciproques au sens de Fourier, nous plaçant dans la perspective d'une reconstruction expérimentale à partir de mesures dans les plans focaux d'une lentille de focale f et à la longueur d'onde λ .

Nous supposons connus les éclairements $I_1(x)$ et $I_2(x')$: nous cherchons à reconstruire la répartition de phase $\phi_1(x)$ dans le plan image (et $\phi_2(x')$ dans le plan de Fourier). Pour cela, nous injectons une répartition de phase initiale $\phi_1(x)$ nulle dans le plan image. Nous avons choisi pour le profil à reconstruire les paramètres suivants :

- largeur à mi-hauteur du pic d'éclairement $I_1(x)$ égal à $7L/100$;
- rayon de courbure de l'onde R égal à 178 mm.

Les paramètres utilisés dans les simulations sont rassemblés dans le tableau 3.3. Nous avons convenu de donner aux échantillons la même périodicité d dans les deux plans focaux de la lentille. Dans ces conditions, le nombre total N d'échantillons est donné par :

$$N = \frac{\lambda f}{d^2} \quad (3.2)$$

f	λ	d	N	itérations
510 mm	1079 nm	44 μm	284	300

TAB. 3.3: Paramètres utilisés dans les simulations.

La figure 3.27 représente le résultat de la simulation après 300 itérations.

Les profils d'éclairement sont très bruités, et le profil de phase dans le plan image est très éloigné de la solution. On constate dans la pratique que la convergence n'est jamais vraiment atteinte, même si le nombre d'itérations est augmenté.

b) Reconstruction de la phase en utilisant trois plans

Nous montrons dans cette partie que la connaissance de l'éclairement dans un troisième plan permet de déterminer sans ambiguïté la répartition de phase précédemment évoquée.

Nous reprenons les deux profils d'éclairement $I_1(x)$ et $I_2(x')$ calculés précédemment, auxquels

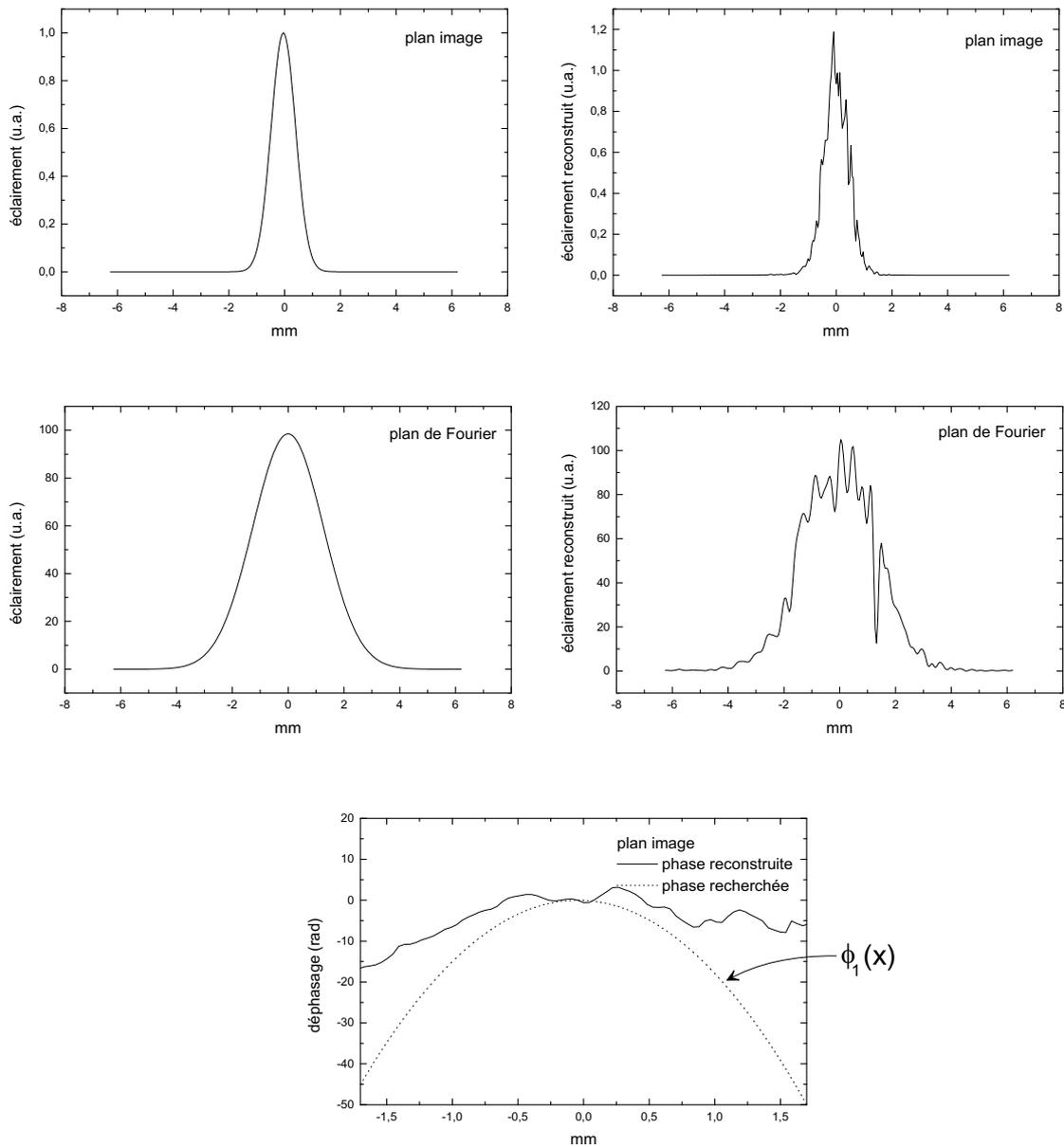


FIG. 3.27: Simulation d'un essai de reconstruction de la phase avec l'algorithme de Gerchberg-Saxton. Après 300 itérations, la convergence du profil de phase n'est pas atteinte.

nous ajoutons le profil d'éclairement $I_3(x'')$ calculé par propagation du champ depuis le plan de Fourier jusqu'au plan distant de 270 mm. Nous utilisons, pour la reconstruction, l'algorithme de la figure 3.26 que nous avons développé.

La figure 3.28 représente le résultat de la simulation après 300 itérations.

Le profil de phase dans le plan image est parfaitement reconstruit, et les profils d'éclairement reconstruits dans les différents plans sont identiques aux profils originaux.

Nous montrons dans la partie suivante les limites de cet algorithme, et notamment sa sensibilité

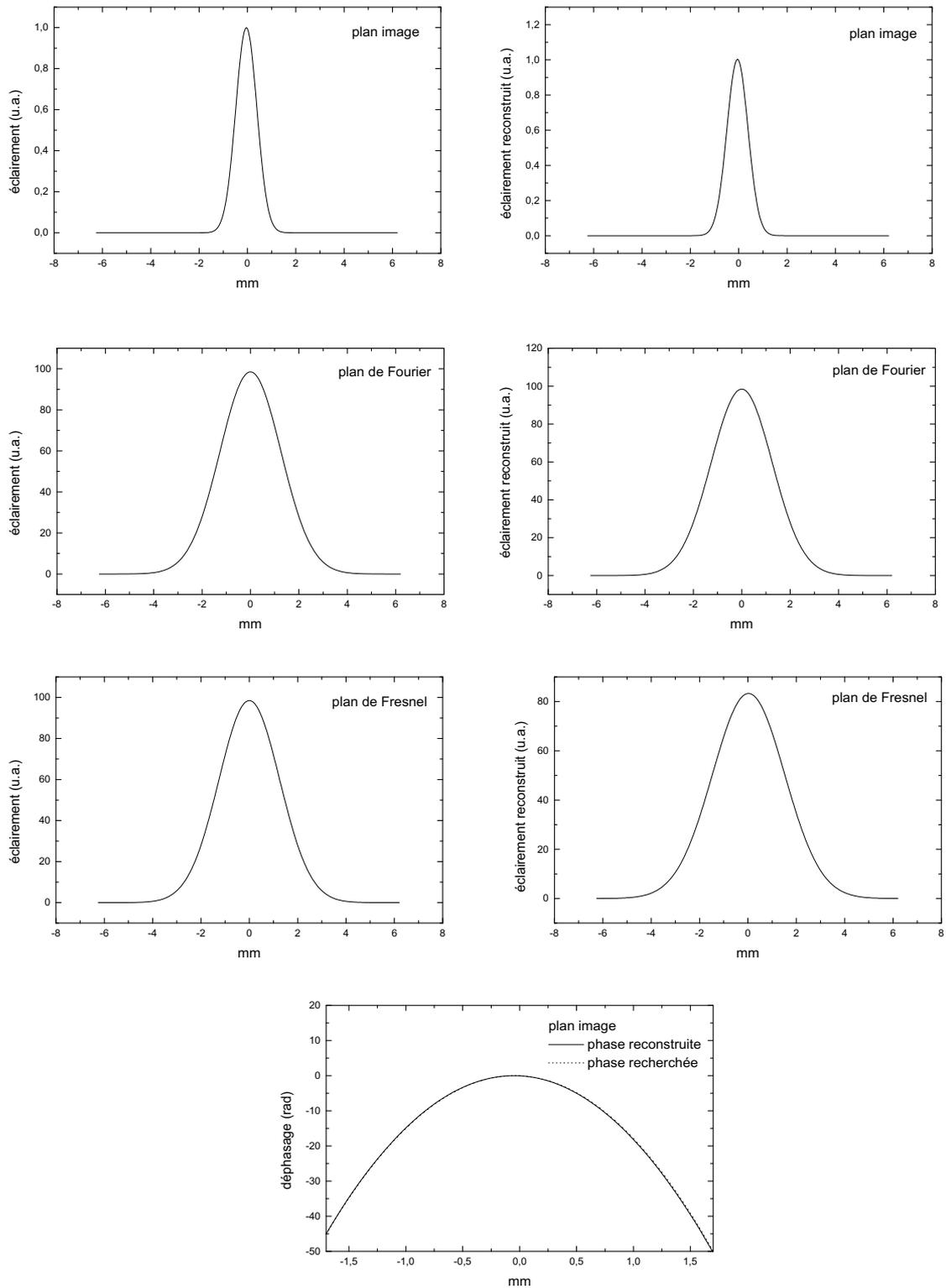


FIG. 3.28: Reconstruction de la phase avec l'algorithme que nous avons développé : le troisième plan permet d'assurer la convergence vers le profil cherché.

à des paramètres tels que le bruit, une erreur d'alignement transversal des plans les uns par rapport aux autres ou encore l'erreur de positionnement longitudinal des différents plans.

c) Limites de l'algorithme

Les paramètres utilisés pour ces simulations sont inchangés : on cherche à reconstruire l'amplitude complexe

$$E_1(x) = E_0 \exp\left(\frac{-x^2}{\omega_0^2}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{x}{L}\right) \cdot \exp j\phi_1(x)$$

déjà considérée.

bruit de mesure

Nous simulons l'influence du bruit de mesure sur la convergence du profil de phase. Un bruit d'une amplitude égale à 3 % de la valeur maximale de l'éclairement du profil a été ajouté à chacun des trois profils. Nous avons veillé à ce qu'il n'existe aucune corrélation entre les bruits superposés aux trois profils d'éclairement. Le résultat du calcul, après 300 itérations, est représenté sur la figure 3.29.

Le profil de phase est alors assez mal reconstruit. La convergence peut être améliorée en augmentant le nombre d'itérations, mais la reconstruction du profil de phase n'est pas parfaite.

Le bruit de mesure constituera une limitation majeure dans la détermination du profil de phase du faisceau sonde.

décalage transversal

Nous avons vu qu'une erreur de centrage des images dans un algorithme de type Gerchberg-Saxton se traduit seulement par l'apparition d'un terme de phase linéaire. Ceci n'est plus vrai dans le cas d'un algorithme utilisant trois plans, comme le montre la figure 3.30.

Le profil d'éclairement est décalé de deux échantillons vers la droite dans le plan image, et de deux échantillons vers la gauche dans le plan de Fresnel soit environ 4 % de la largeur à mi-hauteur de ce profil. Après 300 itérations, la phase reconstruite est encore très bruitée. Comme dans le cas du bruit de mesure, on améliore la convergence du profil de phase vers ϕ_1 en augmentant le nombre d'itérations sans toutefois parvenir à une restitution fidèle.

erreur de positionnement du plan de Fourier

Avec un algorithme utilisant seulement l'éclairement mesuré dans deux plans, une erreur de positionnement longitudinal du plan de Fourier se traduit par l'apparition d'un terme de défocalisation du front d'onde. Nous cherchons ici à caractériser l'effet d'une erreur de positionnement longitudinal du plan de Fourier sur la convergence du profil de phase avec l'algorithme utilisant trois plans de mesure.

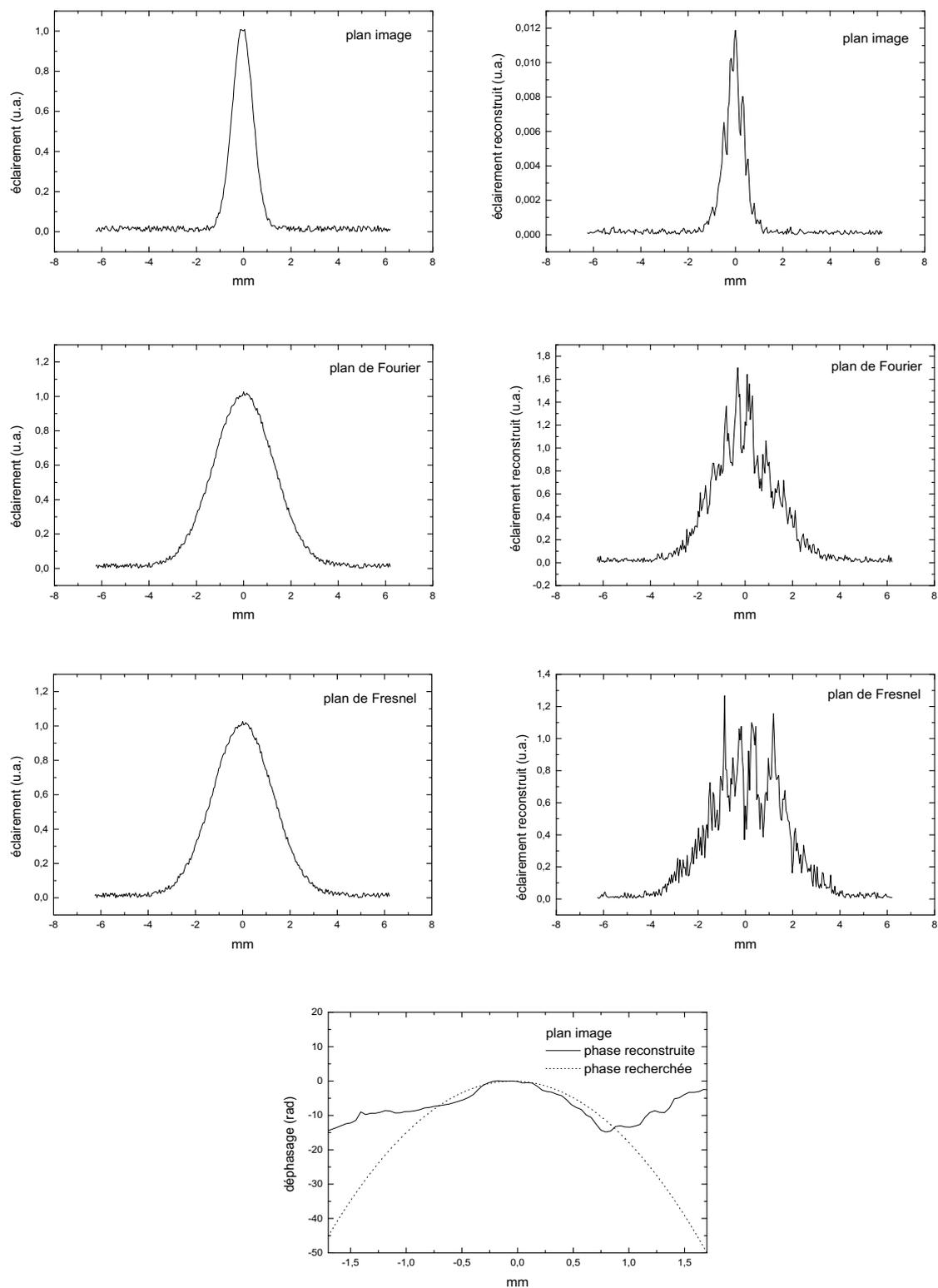


FIG. 3.29: Influence du bruit de mesure (3% de la valeur maximale de l'éclairement) sur la reconstruction du profil de phase après 300 itérations.

La connaissance de l'éclairement dans un plan rigoureusement confondu avec le plan de Fourier est souhaitable. L'éclairement que l'on mesure expérimentalement peut être celui d'un plan décalé

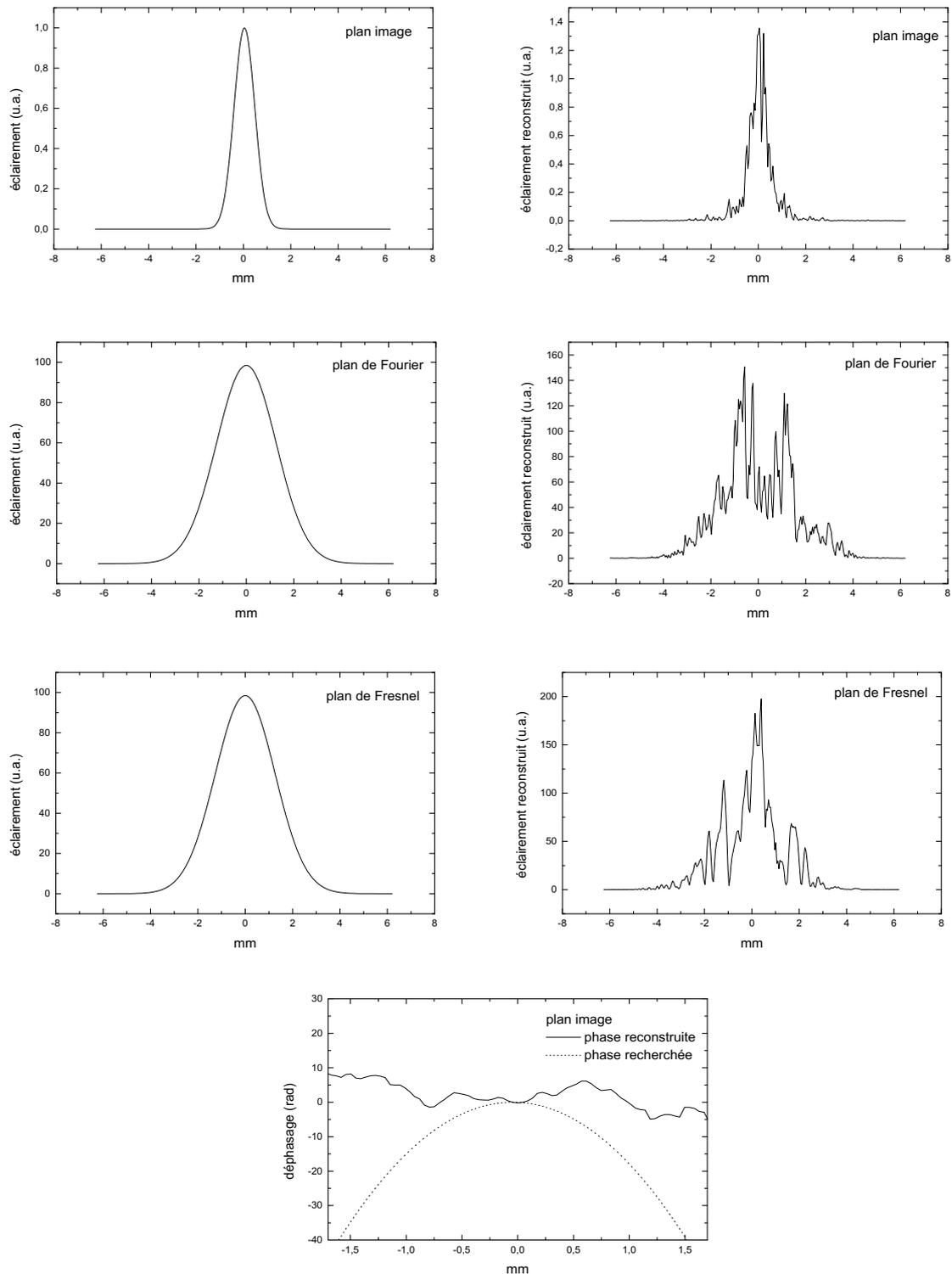


FIG. 3.30: Influence d'un décalage transversal des profils sur la reconstruction du profil de phase. Le profil dans le plan image est décalé de deux échantillons vers la droite, et le profil dans le plan de Fresnel de deux échantillons vers la gauche soit environ 4 % de la largeur à mi-hauteur de ce profil. Après 300 itérations, la convergence n'est pas atteinte.

en profondeur de la distance δ par rapport au plan de Fourier. Cet éclairage sera ensuite injecté dans le calcul itératif comme étant celui du plan de Fourier.

Le résultat de la simulation (après 300 itérations) est représenté sur la figure 3.31.

La convergence du profil de phase est très sensible au repérage du plan de Fourier. De la même manière que précédemment, la convergence peut être améliorée dans certaines limites au prix d'un nombre d'itérations beaucoup plus important.

De plus, nous avons simulé une erreur de positionnement longitudinal du plan de Fresnel de 8 % et montré qu'elle a assez peu d'influence sur la reconstruction du front d'onde. Ceci peut s'expliquer par le fait que le profil d'éclairage varie plus lentement au voisinage du plan de Fresnel qu'au voisinage du plan de Fourier.

d) Validation de l'algorithme sur un profil de phase non parabolique

Afin de vérifier le bon fonctionnement de l'algorithme, nous avons cherché à reconstruire un profil de phase plus complexe que la répartition de phase parabolique considérée jusqu'alors. Le profil de phase choisi à l'allure d'un «dos de chameau» et est représenté sur la figure 3.32. L'éclairage dans le plan image est une fonction gaussienne comme précédemment. Les éclairages dans les plans de Fourier et de Fresnel sont modulés par des franges très serrées dont la visibilité est maximale. Avec cette répartition d'éclairage présentant des variations très rapides, la reconstruction du profil de phase dans le plan image d'une part, et des profils d'éclairage dans les trois plans d'autre part sont parfaites (figure 3.32).

Moins de 50 itérations ont été nécessaires pour la convergence du profil de phase. L'écart avec la phase à reconstruire est très faible sauf aux extrémités de la fenêtre de calcul. En effet, l'éclairage y est très faible et le bruit de calcul devient prépondérant. L'algorithme que nous avons mis en œuvre s'avère ici particulièrement efficace.

3) Détermination des distorsions subies par le front d'onde de la sonde dans le plan de référence (sortie du cristal de YVO_4)

Nous présentons dans cette partie les profils de phase reconstruits à partir des enregistrements en utilisant l'algorithme à trois plans. Ne connaissant pas à l'avance le profil de phase à reconstruire, notre seule indication sur la convergence de l'algorithme est la vérification de la concordance entre les profils d'éclairage mesurés I_i et ceux calculés I_i^r ($i=1$ à 3) à l'aide de l'algorithme (figure 3.26). À chaque itération, nous calculons par la méthode des moindres carrés l'erreur entre le profil d'éclairage

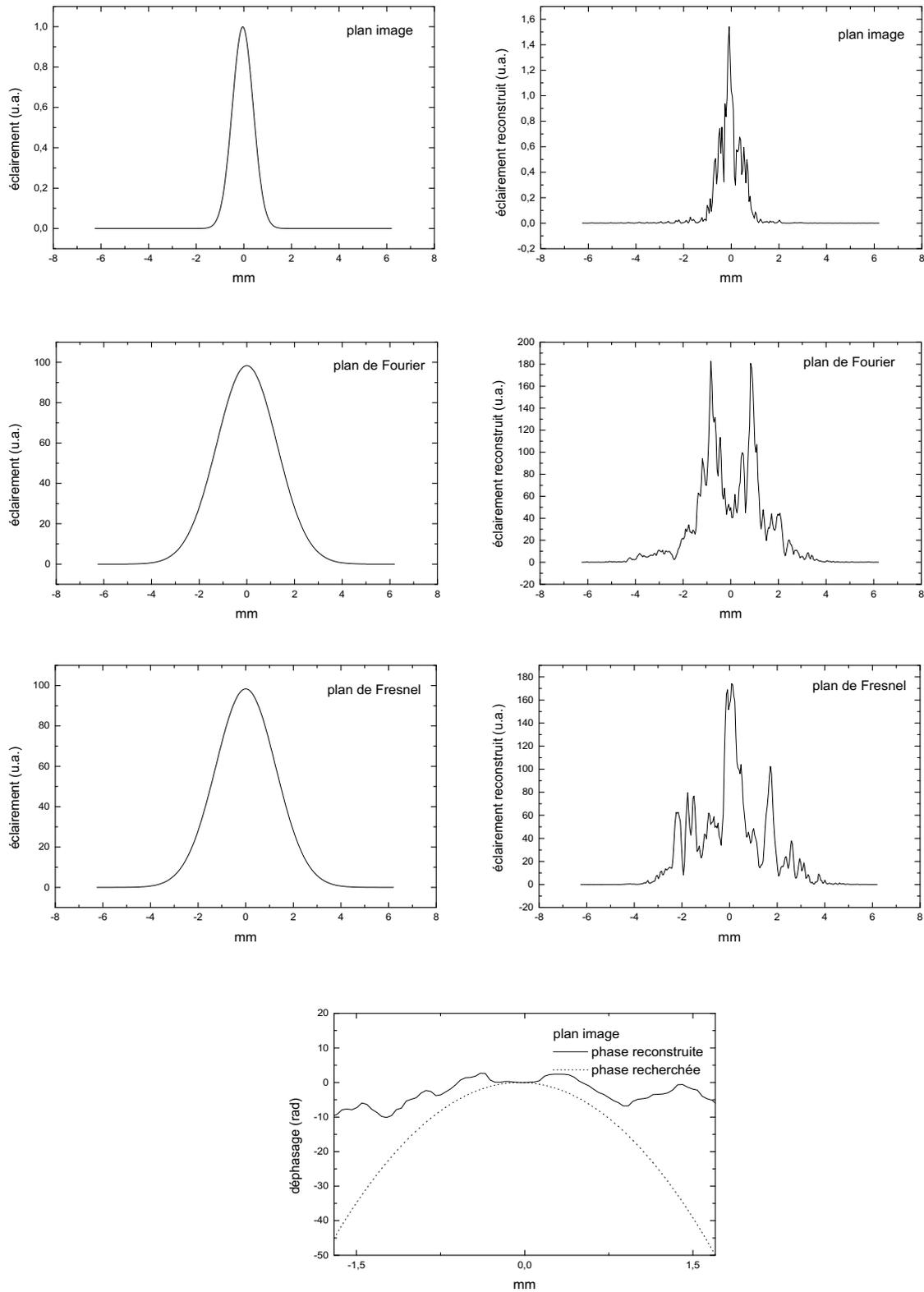


FIG. 3.31: Influence d'un décalage longitudinal (par rapport au plan de Fourier), égal à 0,4% de la focale f , sur la reconstruction du profil de phase $\phi_1(x)$ après 300 itérations.

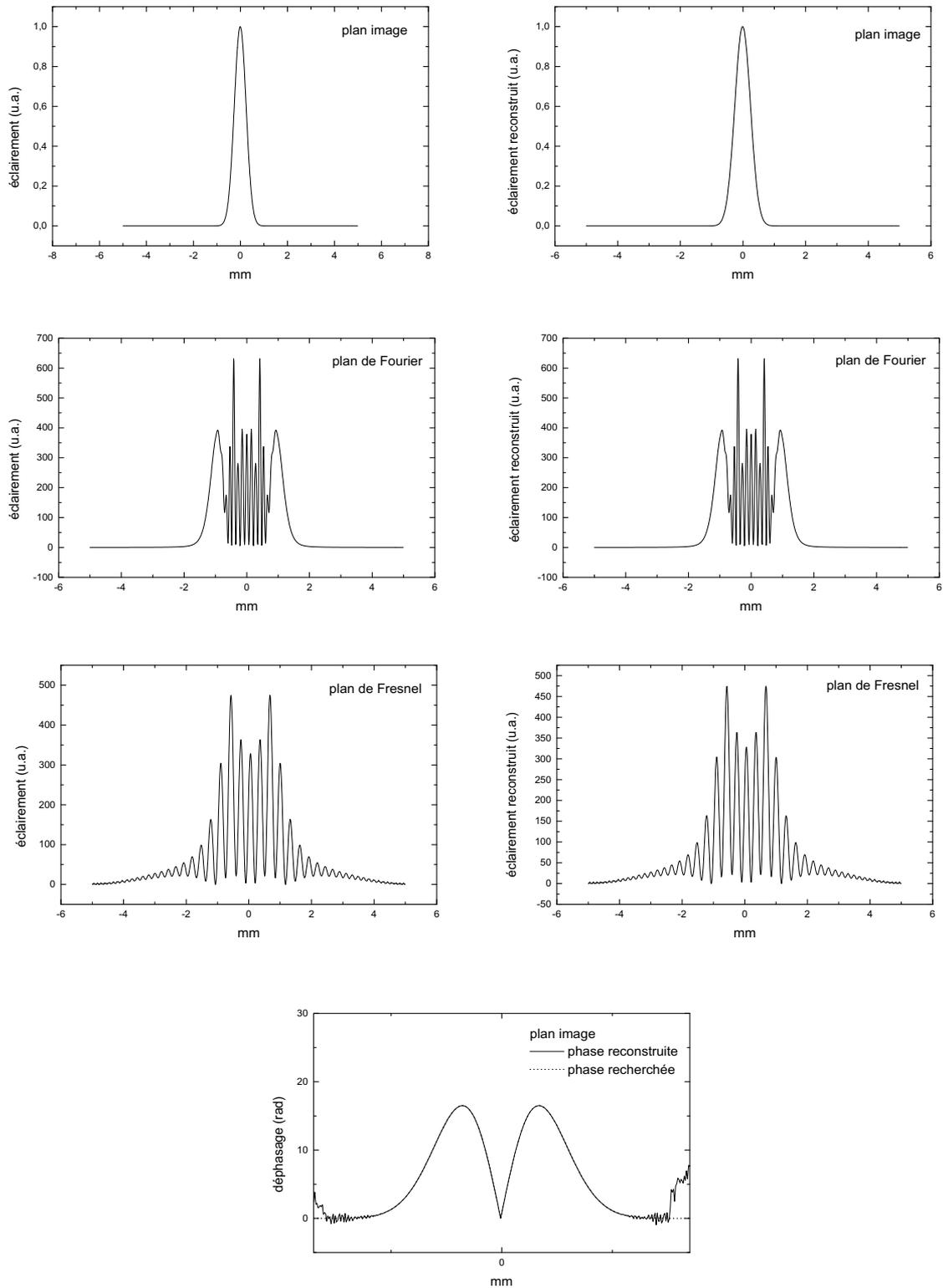


FIG. 3.32: Reconstruction d'un profil de phase en forme de «dos de chameau» après 300 itérations.

relement enregistré I_2 et celui I_2^r reconstruit dans le plan de Fourier :

$$err = \sqrt{\frac{\sum_{i,j} (I_2 - I_2^r)^2}{\sum_{i,j} (I_2)^2}}$$

Le calcul de la phase est arrêté lorsque cette erreur n'évolue plus.

a) Numérisation des profils

Les profils d'éclairement enregistrés par la caméra CCD sont codés sur 256 niveaux de gris, et stockés dans des matrices de 512 lignes et 480 colonnes. Nous n'utiliserons pour la détermination des profils de phase qu'une ligne sur quatre et une colonne sur quatre pour construire de nouvelles matrices de dimensions 128×120 . Ce choix est motivé par les raisons suivantes :

- les lignes paires et impaires contiennent des images un peu différentes et décalées temporellement d'une dizaine de millisecondes. En ne gardant qu'un échantillon sur quatre, nous utilisons ceux appartenant à la même image. Nous choisissons alors systématiquement la première image enregistrée ;
- nous réduisons fortement la durée des calculs. L'utilisation de tous les échantillons enregistrés nécessiterait de travailler avec des matrices de 4460×4460 (relation 3.2 rappelée ci-après).

Ceci est irréalisable avec le matériel informatique à notre disposition.

Après suppression du fond continu (bruit de la caméra), les matrices 128×120 sont normalisées. Les dimensions des échantillons que nous utilisons dans les simulations sont $44 \mu\text{m} \times 44 \mu\text{m}$. Les dimensions des matrices utilisées dans l'algorithme sont alors données par :

$$N = \frac{\lambda f}{d^2} = 284 \quad (\text{relation 3.2})$$

Les matrices de dimensions 128×120 précédemment définies sont complétées par des échantillons de valeur nulle placés de part-et-d'autre afin de construire des matrices 284×284 échantillons.

Les échantillons significatifs (non nuls) sont éventuellement tous translatés de la même quantité afin de centrer les profils. Cette opération est relativement délicate car les images sont bruitées, et surtout ne sont pas parfaitement à symétrie centrale. Le centrage des images est par conséquent entaché d'erreurs, ce qui peut limiter la convergence du profil de phase lors de la reconstruction (cf. VI 2) c) de ce chapitre).

b) Détermination de la courbure intrinsèque du faisceau sonde

Pour cela, nous utilisons les profils d'éclairement enregistrés sans pomper le cristal de vanadate. Nous cherchons à connaître le profil de phase du faisceau sonde au niveau du plan de référence en l'absence de distorsions d'origine thermique : courbure de phase éventuelle due au décalage entre le plan de référence et celui contenant le col du faisceau.

La courbure présumée du faisceau sonde étant faible (flèche inférieure à λ), l'algorithme de Gerch-

berg et Saxton utilisant deux plans est suffisant pour reconstruire le profil de phase. Il n'y a pas d'ambiguïté sur le signe de la phase puisque le faisceau sonde a son col sur le coupleur de sortie, plan, du laser sonde.

Nous utiliserons les profils d'éclairement enregistrés dans le plan image et dans le plan de Fourier. La figure 3.33 représente à gauche le profil d'éclairement mesuré dans le plan de référence, et à droite le profil de phase reconstruit dans ce plan après 20 itérations en utilisant l'algorithme de Gerchberg-Saxton.

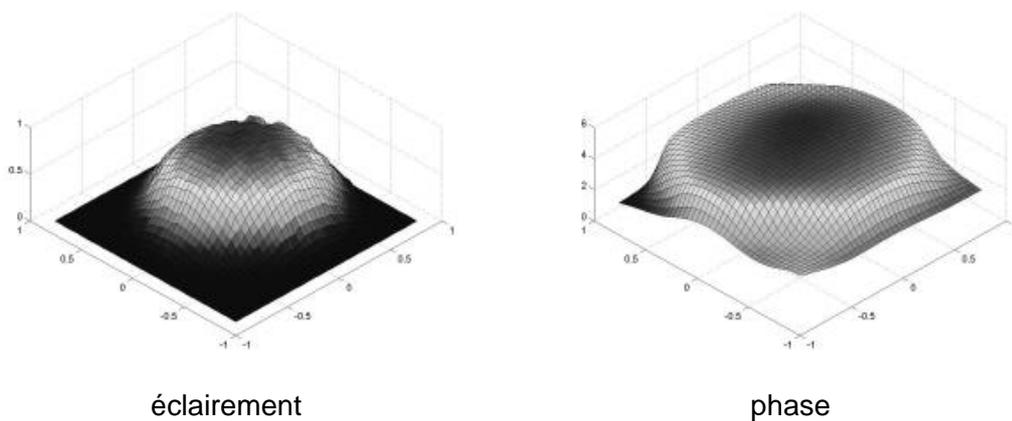


FIG. 3.33: à gauche : profil d'éclairement enregistré dans le plan de référence, à droite : profil de phase reconstruit avec l'algorithme de Gerchberg-Saxton utilisant deux plans.

Le déphasage entre le centre du profil d'éclairement et les points où l'éclairement a chuté de moitié est égal à 0,43 rad, ce qui correspond à une flèche de $0,07 \lambda$. On vérifie ici que le front d'onde du faisceau sonde est quasi plan en l'absence de distorsions d'origine thermique.

c) Détermination du profil de phase du faisceau sonde en présence d'effets thermiques dans le plan image

L'algorithme utilise les profils d'éclairement enregistrés dans les trois plans de front lorsque le cristal est soumis à une puissance de pompage égale à 9,3W. La figure 3.34 représente les éclaircements expérimentaux et conjointement les éclaircements calculés pour deux répartitions de phases initiales injectées dans l'algorithme de reconstruction numérique de la phase : soit une onde plane dans le plan image ($\phi_1(x, y) = 0$), soit une onde plane dans le plan de Fourier ($\phi_2(x', y')$). Les profils d'éclairement reconstruits dans les deux cas sont sensiblement les mêmes. Ces images ont été obtenues seulement après 63 itérations.

La durée du calcul est d'une dizaine de minutes sur une machine cadencée à 600 MHz. La re-

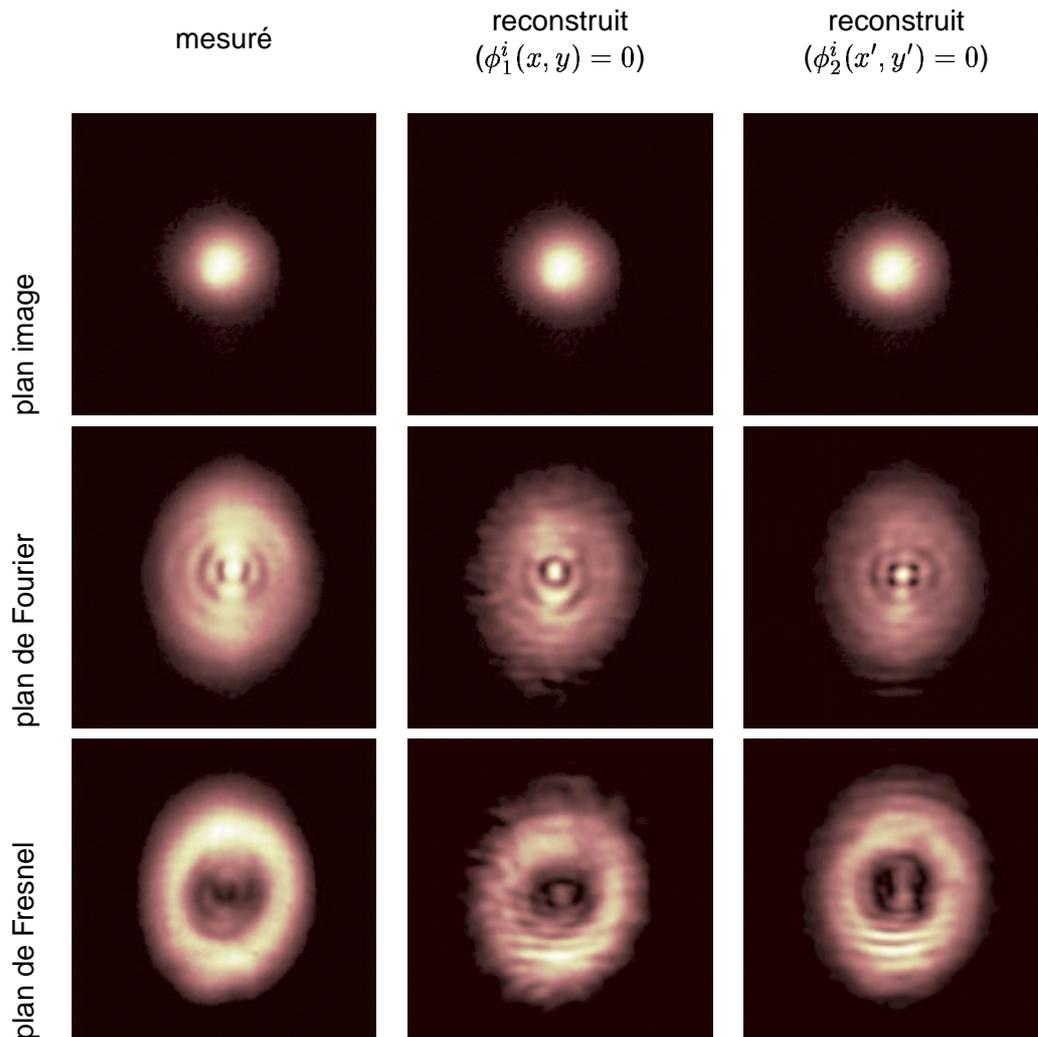


FIG. 3.34: Profils d'éclairement mesurés et reconstruits à partir de l'algorithme à trois plans. $\phi_1^i(x, y)$ et $\phi_2^i(x', y')$ représentent les phases injectées initialement respectivement dans le plan image et dans le plan de Fourier.

construction des images est relativement bonne, et on retrouve même l'astigmatisme induit par effets thermiques sur les profils d'éclairement enregistrés dans les plans de Fourier et de Fresnel. La qualité des images reconstruites n'a pu toutefois pas être améliorée en augmentant le nombre d'itérations. Il est notamment impossible de faire disparaître les franges parasites présentes sur les profils reconstruits dans les plans de Fourier et de Fresnel. Nous attribuons l'apparition de ces franges plutôt au bruit de reconstruction de l'algorithme qu'à un effet de bord lié aux transformations de Fourier. La figure 3.35 représente l'évolution de l'erreur de reconstruction du profil d'éclairement dans le plan de Fourier en fonction du nombre d'itérations.

Cet arrêt de la convergence après 63 itérations est peut être dû à l'algorithme mais aussi aux paramètres étudiés précédemment, à savoir le bruit de mesure, et les erreurs de positionnement longitudinal et transversal des trois profils d'éclairement.

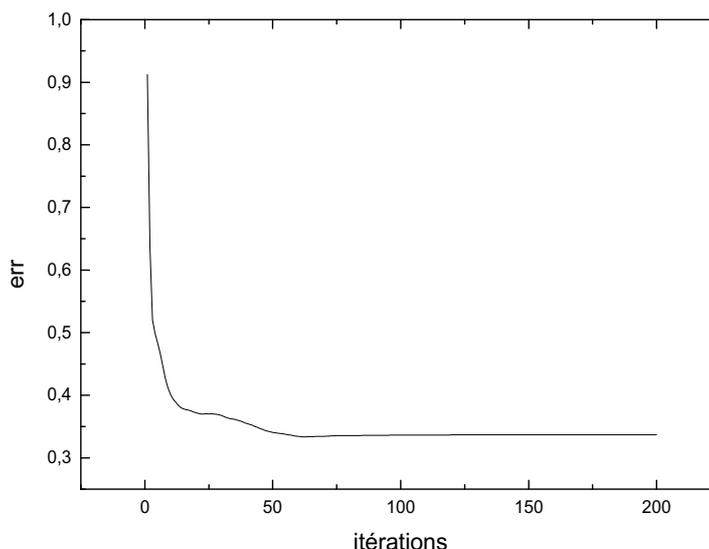


FIG. 3.35: Évolution de l'erreur entre le profil mesuré et le profil reconstruit dans le plan de Fourier. Après 63 itérations, le profil de phase reconstruit n'évolue plus.

Le profil de phase reconstruit dans le plan de référence et le profil d'éclairement mesuré dans le plan image sont représentés sur la figure 3.36.

Seule la phase associée aux valeurs d'éclairement nettement supérieures au bruit est significative. De plus, la phase calculée étant comprise entre 0 et 2π , il a été nécessaire d'opérer un raccordement entre les phases des différents échantillons afin d'obtenir une variation continue du profil.

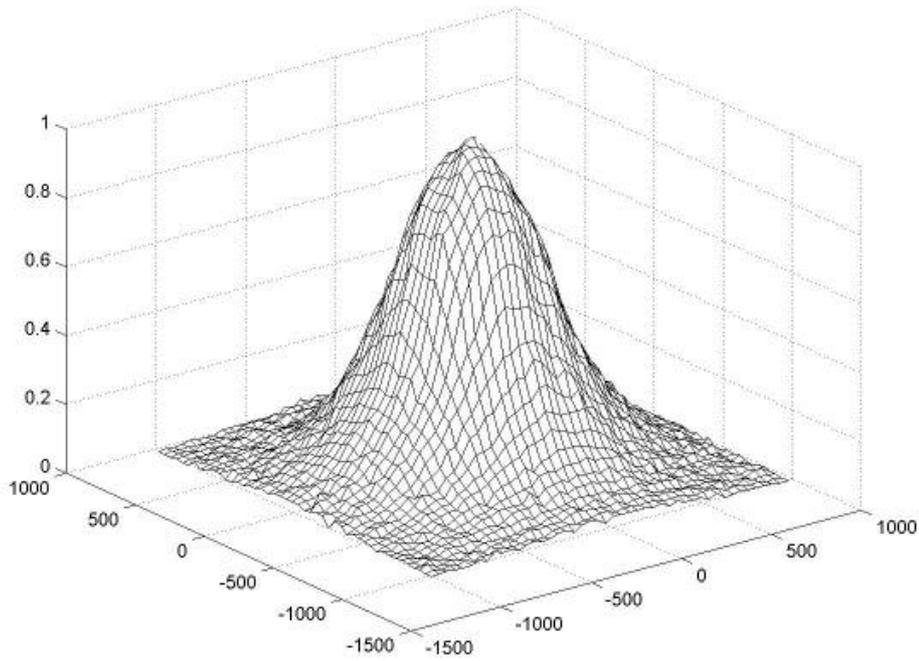
Le profil de phase présente deux points aberrants à proximité du pic central, que nous attribuons à la convergence incomplète de l'algorithme. Ces points seront corrigés manuellement afin d'obtenir un profil à symétrie de révolution.

d) Décomposition du profil de phase en série de polynômes de Zernike

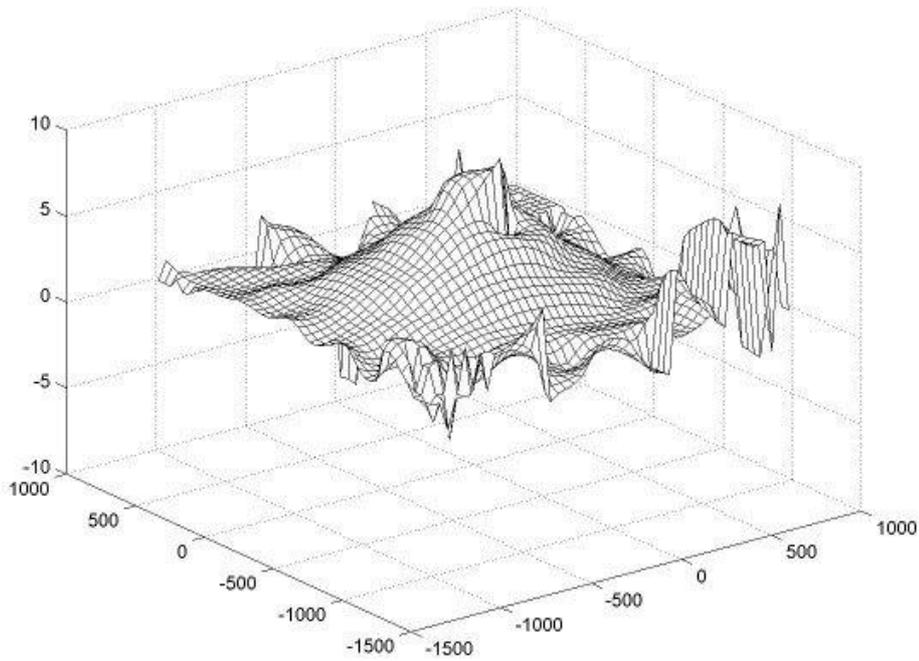
Les polynômes de Zernike constituent un ensemble, parmi une infinité, de polynômes fonctions des variables radiale et azimutale ρ et θ formant une base orthogonale sur un disque de rayon unitaire.

Chaque polynôme correspond à un terme d'aberration indépendant des autres, et la connaissance des coefficients de la décomposition du front d'onde sur la base des polynômes de Zernike permet de mieux apprécier la contribution de chaque aberration au profil de phase [13] [14, section 9.2]. La correction des aberrations prépondérantes est alors envisageable.

Les polynômes de Zernike ont des propriétés de symétrie de révolution qui conduisent à les



a) profil d'éclairement mesuré



b) profil de phase reconstruit

FIG. 3.36: Profil d'éclairement mesuré et profil de phase reconstruit dans le plan de référence en présence d'effets thermiques.

exprimer sous la forme :

$$Z(x, y) = Z(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta) = R(\rho) \exp im\theta$$

On montre que les polynômes radiaux sont obtenus comme cas particuliers des polynômes de Jacobi, et notés $R_m^{n-2m}(\rho)$:

$$R_m^{n-2m}(\rho) = \sum_{s=0}^m (-1)^s \frac{(n-s)!}{s!(m-s)!(n-m-s)!} \rho^{n-2s}$$

En pratique, les polynômes radiaux sont combinés avec des fonctions sinus et cosinus plutôt qu'avec une exponentielle complexe. Finalement, la décomposition de la phase en série de polynômes de Zernike s'écrit :

$$\phi_1(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n A_{nm} R_m^{n-2m}(\rho) \begin{cases} \sin(n-2m)\theta \\ \text{ou} \\ \cos(n-2m)\theta \end{cases}$$

où on utilise la fonction sinus pour $n - 2m > 0$, et la fonction cosinus pour $n - 2m \leq 0$. A_{nm} représente les coefficients de la décomposition du profil de phase sur la base des polynômes de Zernike.

Nous avons décomposé le profil de phase reconstruit dans le plan de référence sur cette base. Les points aberrants du profil de phase précédemment évoqués ont été supprimés en ne conservant que la moitié du champ ne contenant pas ces points, et en complétant l'autre moitié par symétrie. Nous avons utilisé un algorithme de calcul développé par D. Brunson en 1997 [15].

Le tableau 3.4 représente le résultat de la décomposition du profil de phase sur les 15 premiers polynômes de Zernike, ainsi que l'aberration associée.

La décomposition a été effectuée en pondérant chaque échantillon par le profil d'éclairement mesuré dans le plan de référence (figure 3.36.a). Ainsi, les valeurs de la phase correspondant à un éclairement très faible ont une contribution moindre dans la décomposition.

Le terme prépondérant est, comme on pouvait s'y attendre, le terme de défocalisation lié à la lentille thermique stigmatique dans le cristal de vanadate. Ce terme peut être compensé simplement par translation de la lentille interne au résonateur. Le terme suivant (dans l'ordre d'importance) est l'aberration sphérique. On trouve enfin les deux termes d'astigmatisme du premier et du deuxième ordre, en accord avec les profils d'éclairement mesurés et reconstruits.

La figure 3.37 représente le profil de phase $\phi_1(x, y)$ reconstruit numériquement, et sa décomposition sur les polynômes de Zernike pour les quatre types d'aberrations prépondérantes. La dernière figure représente le résidu, c'est-à-dire la somme des contributions de tous les autres termes de la

num	n	m	polynôme	Définition	A_{nm}
1	0	0	1	piston	2,2694
2	1	0	$r \sin \theta$	tilt Y	-0,0158
3	1	1	$r \cos \theta$	tilt X	-0,1601
4	2	0	$r^2 \sin(2\theta)$	astigmatisme 1er ordre 45°	-0.2425
5	2	1	$2r^2 - 1$	défocalisation	-2.3337
6	2	2	$r^2 \cos(2\theta)$	astigmatisme 1er ordre 0°	0.8494
7	3	0	$r^3 \sin(3\theta)$	trifoil 30°	-0.0174
8	3	1	$(3r^3 - 2r) \sin(\theta)$	coma Y	-0.0127
9	3	2	$(3r^3 - 2r) \cos(\theta)$	coma X	0.1772
10	3	3	$r^3 \cos(3\theta)$	trifoil 0°	-0.0452
11	4	0	$r^4 \sin(4\theta)$	tetrafoil 22,5°	-0.0361
12	4	1	$(4r^4 - 3r^2) \sin(2\theta)$	astigmatisme 2eme ordre 45°	-0.1538
13	4	2	$6r^4 - 2r^2 - 1$	aberration sphérique	1,2419
14	4	3	$(4r^4 - 3r^2) \cos(2\theta)$	astigmatisme 2eme ordre 0°	-0.3399
15	4	4	$r^4 \cos(4\theta)$	tetrafoil 0°	-0.0829

TAB. 3.4: Valeurs des coefficients de la décomposition en série de polynômes de Zernike du profil de phase reconstruit.

décomposition.

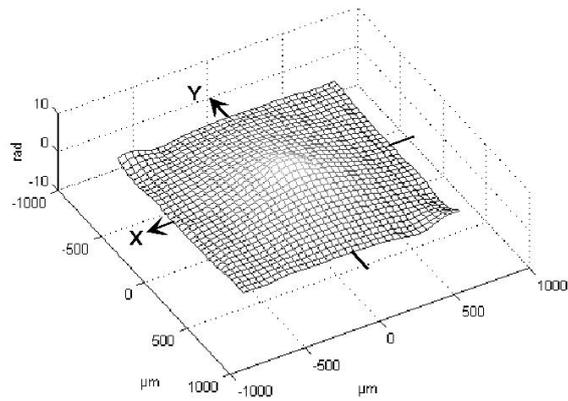
La figure 3.38 contient les coupes des profils représentés sur la figure 3.37, où la phase est exprimée en fractions de longueur d'onde.

Conclusion et perspectives

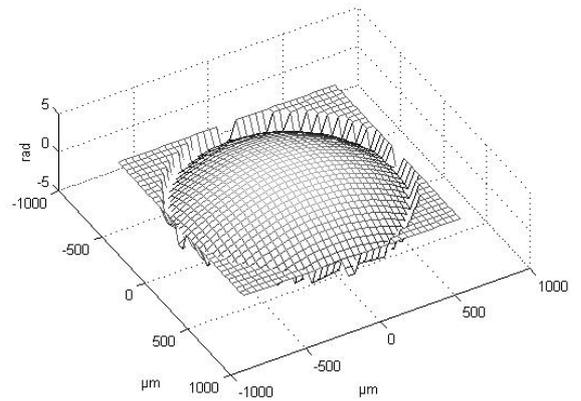
Dans ce chapitre, les aberrations d'origine thermique apparaissant dans un cristal de YVO_4 pompé longitudinalement par diode laser en régime continu ont été caractérisées. Les pertes de puissance dues aux aberrations thermiques ont tout d'abord été évaluées par la mesure de courbes de rendement du laser. Nous avons ainsi montré qu'au delà d'une puissance de pompage de 8 W, il n'est plus possible d'obtenir un fonctionnement laser sur le mode fondamental, même en compensant la composante parabolique des distorsions par translation de la lentille interne. La nécessité de corriger le terme parabolique mais aussi les termes d'ordre supérieur a été mise en évidence.

Nous avons cherché à mesurer les distorsions du front d'onde d'un faisceau sonde extérieur au laser à partir de la mesure de profils d'éclairement dans plusieurs plans de front. Ce faisceau sonde doit présenter les caractéristiques suivantes :

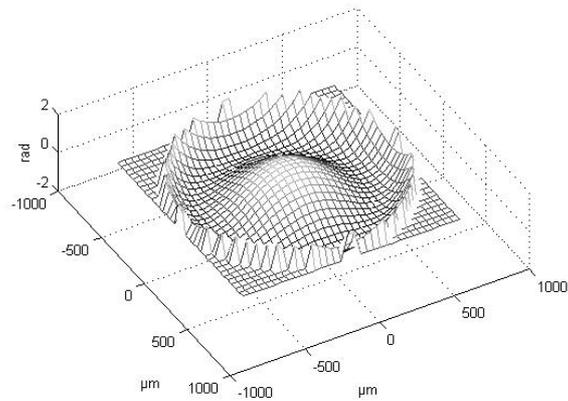
- profil unimodal transverse afin de faciliter l'analyse des résultats ;
- longueur d'onde proche de celle du rayonnement laser pour éviter les effets de dispersion chromatique, mais en dehors de la bande de gain du YVO_4 pour ne pas perturber l'inversion



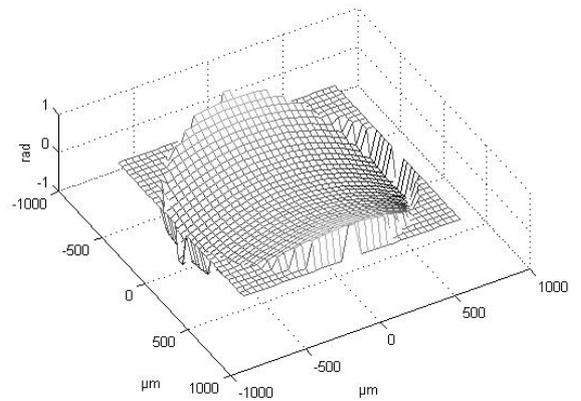
phase reconstruite



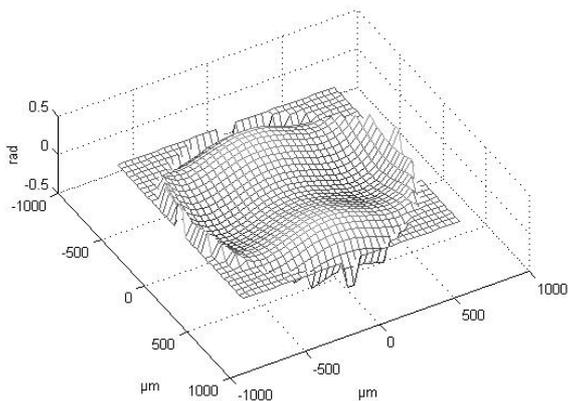
défocalisation



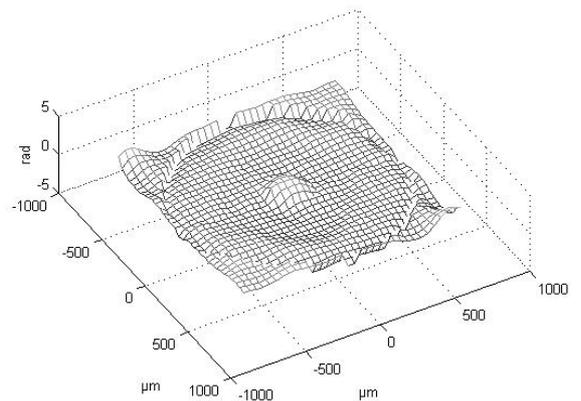
aberration sphérique



astigmatisme d'ordre 1



astigmatisme d'ordre 2



résidu

FIG. 3.37: Profils d'onde obtenus par décomposition en série de polynômes de Zernike pour les quatre types d'aberrations prépondérants : défocalisation, aberration sphérique, astigmatisme d'ordre 1 et 2.

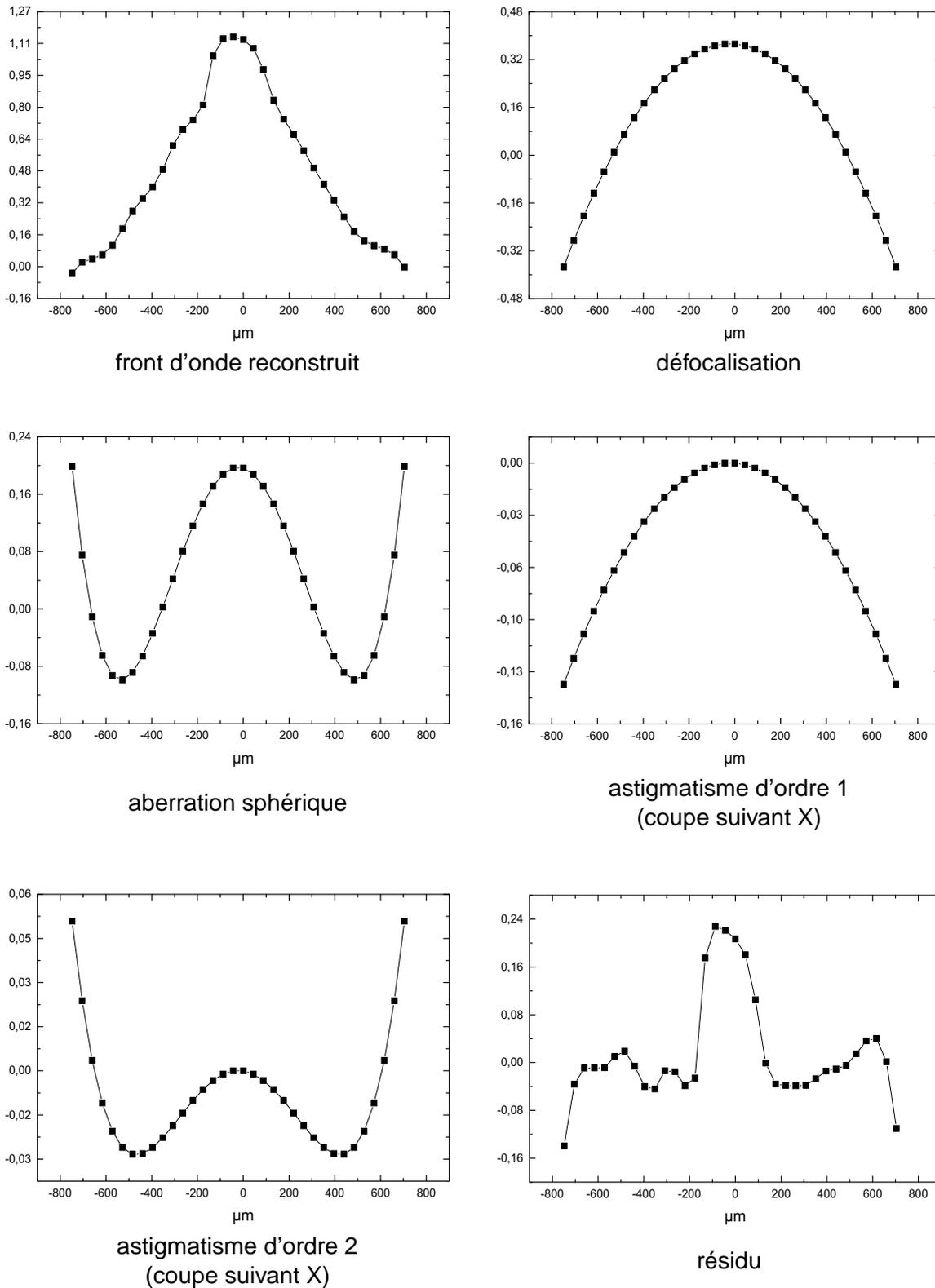


FIG. 3.38: Coupe des différents termes de la décomposition du front d'onde. En ordonnée, les écarts sont rapportés à la longueur d'onde

de population ;

- même polarisation que le rayonnement issu du cristal de vanadate car la variation de l'indice de réfraction avec la température dépend de la polarisation.

L'injection du faisceau sonde dans le résonateur n'est pas compatible avec le fonctionnement du laser. La solution adoptée consiste en une commutation rapide entre le fonctionnement laser et la mesure par le faisceau sonde grâce à un dispositif à polarisation introduit rapidement dans le laser.

Le profil de phase du faisceau sonde est reconstruit à partir de la mesure de l'éclairement de ce faisceau dans trois plans de front le long de son axe de propagation. L'algorithme numérique utilisé pour la reconstruction du front d'onde est dérivé de l'algorithme itératif de Gerchberg et Saxton. Les trois plans expérimentaux choisis pour la reconstruction sont :

- le plan dans lequel nous souhaitons corriger ultérieurement les défauts de phase (plan nécessairement proche de la face de sortie du cristal) ;
- son plan conjugué au sens de Fourier (confondu avec le plan focal d'une lentille) ;
- un plan de Fresnel situé derrière le plan de Fourier.

Pour évaluer la précision de la reconstruction, nous avons étudié numériquement l'influence d'un bruit de mesure et d'erreurs de positionnement longitudinal et transversal des plans d'enregistrement.

Le profil de phase reconstruit numériquement par l'algorithme itératif a été décomposé sur la base des polynômes de Zernike. La détermination de la contribution de chaque type d'aberration dans ce profil constitue le principal résultat de cette étude. Nous avons montré l'existence de quatre types d'aberrations prépondérantes :

- un terme parabolique (effet de lentille thermique) très important. La différence de marche entre le centre et le bord de la composante parabolique est de $0,7 \lambda$;
- un terme quadratique non négligeable (aberration sphérique) d'amplitude $0,3 \lambda$;
- un terme lié à l'effet d'astigmatisme d'ordre 1 d'amplitude $0,14 \lambda$ suivant une direction (et de même amplitude mais de courbure inverse dans la direction orthogonale) ;
- un terme moins important lié à l'astigmatisme d'ordre 2 d'amplitude $0,03 \lambda$ suivant une direction (et de même amplitude mais de courbure inverse dans la direction orthogonale).

La mesure des aberrations d'origine thermique dans le cristal de vanadate a été initialement entreprise en vue d'une correction de ces aberrations par une lentille compensatrice présentant les aberrations inverses. On peut ainsi compenser :

- la défocalisation simplement par translation de la lentille ;
- l'aberration sphérique par une illumination, sur une surface suffisante, d'une lentille présentant une aberration sphérique inverse ;
- l'astigmatisme d'ordre 1 par inclinaison de la lentille.

Cependant, l'utilisation d'une lentille aberrante ne permet pas de compenser l'aberration résiduelle, caractérisée par une courbure d'amplitude $\lambda/4$ sur une distance égale à $400\mu\text{m}$. Du fait du facteur de surtension élevé de la cavité et du fonctionnement en régime continu du laser, cette aberration ne peut pas être négligée, les distorsions du front d'onde du faisceau laser s'accumulant au fil des allers et retours dans le résonateur. La compensation par une lentille aberrante des composantes prépondérantes de l'aberration thermique (lentille thermique, aberration sphérique et astigmatisme) n'est pas suffisante. L'obtention d'un rayonnement laser de forte puissance fonctionnant sur le mode transverse fondamental nécessite la correction du profil de phase aberrant dans son intégralité.

Pour réaliser cette correction, il faut insérer une lame déphasante de forme appropriée dans le résonateur. Une première méthode peut consister à déposer des couches minces d'épaisseurs variables sur le milieu amplificateur. C'est une solution coûteuse et valable pour une puissance de fonctionnement bien déterminée.

Une seconde méthode consisterait à remplacer le miroir de fond de cavité par une lame de verre déformée sous l'action d'une pression hydrostatique. Cette lame de bonne qualité optique recevrait, sur une face interne à la cavité, un traitement diélectrique, et sur l'autre face un dépôt de polymère d'épaisseur variable, permettant de contrôler sa flexibilité locale, donc sa déformation sous l'effet d'une force extérieure. La géométrie de la cavité devra alors être modifiée de telle sorte que l'image du champ dans le plan de sortie du cristal soit formée dans le plan du miroir déformable, avec un grandissement éventuel diminuant les densités de puissance sur le miroir pour éviter sa détérioration.

Bibliographie

- [1] W. Koechner, *Solid-state laser engineering*, Springer-Verlag, New York (1988).
- [2] M. Pollnau, P. J. Hardman, M. A. Kern, W. A. Clarkson et D. C. Hanna, "Upconversion-induced heat generation and thermal lensing in Nd:YLF and Nd:YAG," *Physical Review B*, **58**, no. 24, pp. 16076–16092 (1998).
- [3] G. Lü, N. Kugler, H. Weber, S. Dong, N. Müller et U. Wittrock, "A novel approach for compensation of birefringence in cylindrical Nd:YAG rods," *Optical and Quantum Electronics*, **28**, pp. 57–69 (1996).
- [4] S. C. Tidwell, J. F. Seamens, M. S. Bowers et A. Cousins, "Scaling cw diode-end-pumped Nd:YAG lasers to high average powers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, no. 4, pp. 997–1009 (1992).

-
- [5] U. Brauch, A. Giesen, M. Karszewski, C. Stewen et A. Voss, "Multiwatt diode-pumped Yb:YAG thin disk laser continuously tunable between 1018 and 1053 nm," *Opt. Lett.*, **20**, no. 7, pp. 713–715 (1995).
- [6] W. A. Clarkson et D. C. Hanna, *Resonator design considerations for efficient operation of solid-state lasers end-pumped by high-power diode-bars*, Kluwer Academic Publishers, R. Kossowsky et al. édition (1998).
- [7] S. Olivier, V. Laude et J. P. Huignard, "Liquid-crystal Hartmann wave-front scanner," *Applied Optics*, **39**, no. 22, pp. 3838–3846 (2000).
- [8] R. W. Gerchberg et W. O. Saxton, "A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures," *Optik (Stuttgart)*, **35**, no. 2, pp. 237–246 (1972).
- [9] D. L. Misell, "A method for the solution of the phase problem in electron microscopy," *J. Phys. D*, **6**, pp. L6–L9 (1973).
- [10] D. L. Misell, "An examination of an iterative method for the solution of the phase problem in optics and electron optics. I : Test calculations," *J. Phys. D*, **6**, pp. 2200–2216 (1973).
- [11] D. L. Misell, "An examination of an iterative method for the solution of the phase problem in optics and electron optics. II : Sources of errors," *J. Phys. D*, **6**, pp. 2217–2225 (1973).
- [12] C. Roddier et F. Roddier, "Combined approach to the Hubble Space Telescope wave-front distortion analysis," *Applied Optics*, **32**, no. 16, pp. 2992–3008 (1993).
- [13] J. Y. Wang et D. E. Silva, "Wave-front interpretation with Zernike polynomials," *Applied Optics*, **19**, no. 9, pp. 1510–1518 (1980).
- [14] M. Born et E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon, New York (1975).
- [15] D. Brunson, "Fichiers sources (Matlab) de calcul des polynômes de Zernike," (1997), <ftp://ftp.mathworks.com/pub/contrib/v5/physics/zernikes/>.

Conclusion générale

Les études que nous avons réalisées s'articulent autour de la mise en forme spectrale et spatiale de faisceaux émis par des lasers pompés par diodes.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à un laser YAG:Nd³⁺ continu, comportant deux zones pompées en parallèle. La synchronisation des rayonnements émis par ces deux zones résulte de la diffraction du faisceau à travers une fente réglable introduite dans le résonateur. En modifiant la largeur de cette fente, on peut obtenir des signaux de synchronisation en phase ou en opposition de phase, on peut aussi annuler leur amplitude. On établit ainsi dans le profil temporel de l'émission des corrélations de périodicité ajustable par la largeur de la fente. De façon équivalente, on montre que la largeur de la fente agit sur les caractéristiques spectrales de la lumière émise : les modes longitudinaux sont aussi bien espacés de $c/2L$ que de $c/4L$, L désignant la distance qui sépare les miroirs. Ce résultat souligne l'insuffisance de l'approche modale classique qui ne prend en compte que le rayon de courbure des miroirs de la cavité et la distance qui les sépare.

Un formalisme rigoureux pour calculer les modes de la cavité doit s'appuyer sur une approche diffractive qui considère les diaphragmes par les différentes optiques du résonateur.

La deuxième partie de ce travail concernait l'étude analytique et numérique, puis la réalisation d'un laser YAG:Nd³⁺ continu, pompé par diode, émettant deux fréquences d'écart continûment ajustable. Nous avons réalisé une étude spectroscopique préalable dans un laser conventionnel pour lequel le milieu amplificateur (YAG:Nd³⁺) est placé en bout de cavité. Nous avons montré que le spectre du rayonnement contient des raies dont l'écart fréquentiel est beaucoup plus grand que l'intervalle spectral libre de la cavité, et dépend fortement de la polarisation et de la structure modale du rayonnement.

Grâce à un filtre passif de type Fabry-Pérot d'intervalle spectral libre réglable qui remplace le miroir de sortie du résonateur, nous avons forcé le laser à trois miroirs ainsi constitué à émettre deux fréquences d'écart ajustable à volonté sur plusieurs dizaines de GHz, avec une précision, pour une

erreur de $5 \mu\text{m}$ sur la distance qui sépare les deux miroirs du filtre, égale à 150 kHz. La largeur de la raie de battement entre les deux ondes optiques mesurée à -3 dB a été trouvée inférieure à 20 kHz (limite de résolution spectrale du dispositif d'analyse). La fréquence du signal microonde ainsi créé reste stable sur une durée pouvant aller jusqu'à une seconde. Une stabilisation de cette fréquence sur plusieurs secondes nécessite un asservissement des longueurs des sous-cavités.

La troisième partie de ce travail décrit la mesure des aberrations d'origine thermique dans un laser $\text{YVO}_4:\text{Nd}^{3+}$ continu pompé longitudinalement par une diode laser. L'étude préliminaire du rendement en fonction de la puissance de pompage a montré que la réalisation d'un laser de brillance élevée nécessite la compensation de l'effet de lentille thermique, mais aussi des aberrations d'ordre supérieur. Ces aberrations ont été mesurées par l'analyse du front d'onde d'un faisceau sonde de profil transversal gaussien déformé par propagation en un aller et retour dans le cristal. Le profil de phase de l'onde sonde a été reconstruit à l'aide d'un algorithme itératif dérivé de celui de type Gerchberg et Saxton. Cette reconstruction utilise les enregistrements de l'éclairement du faisceau sonde dans trois plans de front. Le profil de phase obtenu a été décomposé sur la base des polynômes de Zernike et la contribution de chaque type d'aberration dans ce profil a été déterminé. Les types d'aberrations prépondérants sont :

- le défaut de focalisation (flèche de $0,7 \lambda$) ;
- l'aberration sphérique (flèche de $0,3 \lambda$) ;
- l'astigmatisme (flèche de $\pm 0,14 \lambda$ suivant le plan de coupe) ;

Nous avons mis en évidence le fait que les termes d'ordres supérieurs ne peuvent pas être négligés (flèche de $\lambda/4$), et la correction des trois types d'aberrations précédemment évoqués n'est pas suffisante pour obtenir une compensation efficace des distorsions thermiques. Une amélioration significative du rendement de conversion du laser ne peut être obtenue que par une correction du profil de phase aberrant dans son intégralité.

Cette correction peut être effectuée par exemple en insérant dans le résonateur une lame de phase d'épaisseur variable.

Notre laboratoire a pris contact avec l'ENSIC/INPL (Nancy) et le LMPO (Besançon), dans l'étude d'une solution consistant à employer comme miroir de fond de cavité, un disque élastique réflecteur que l'on déforme sous l'action d'une pression hydrostatique, de telle sorte qu'il épouse exactement la forme de la surface d'onde aberrante. L'avantage escompté de cette solution inventée il y a une vingtaine d'années pour le polissage des miroirs asphériques en astronomie vis-à-vis de la fabrication conventionnelle d'une lame déphasante est en particulier son caractère continûment adaptable aux variations de la puissance de travail du laser.

Table des figures

1.1	laser biaxial d'émission continu. Le résonateur à transformée de Fourier est équipé d'une fente diffractante F_2 (de largeur ajustable a)	12
1.2	Schéma de l'autocorrélateur utilisé pour analyser les propriétés statistiques du rayonnement continu émis par le laser.	13
1.3	Éclairements dans le plan de la fente F_2 et figures d'interférence correspondantes données par l'autocorrélateur pour des retards égaux à $\tau = 2L/c$ et 2τ , L étant la distance séparant les miroirs du laser.	16
1.4	Modulation spectrale due aux effets spatiaux dans le cristal.	17
1.5	Construction cohérente du champ laser transitoire par diffraction à travers la fente F_2 : après un aller et retour ($t = 2L/c$) dans le résonateur, l'amplitude du champ complexe A_1 (resp. A_2) devient A'_1 (resp. A'_2) ; A_{1d} (resp. A_{2d}) est le champ lointain diffracté par la fente F_2 recevant A_1 (resp. A_2).	18
1.6	Vecteurs de Fresnel montrant la construction des champs laser. (a) A_1 (resp. A_2) et A_{1d} (resp. A_{2d}) sont en phase ; les vecteurs résultants montrent que la différence de phase entre A'_1 et A'_2 est inférieure à celle entre A_1 et A_2 . (b) le déphasage entre A_1 (resp. A_2) et A_{1d} (resp. A_{2d}) est égal à π ; les vecteurs résultants montrent que la différence de phase entre A'_1 et A'_2 est supérieure à celle entre A_1 et A_2	19
1.7	En l'absence de signaux de synchronisation par diffraction, chaque zone pompée est située dans un minimum nul de la figure de diffraction qui a son maximum sur l'autre zone.	21
1.8	Laser pompé par flashes utilisé pour analyser à l'échelle de la nanoseconde le comportement temporel de l'émission laser pour différentes ouvertures a de la fente F_2 . Les deux miroirs du résonateur sont séparés de $L = 800$ mm.	23
1.9	Enregistrement de l'émission laser par la caméra à balayage de fente (cas des profils «sinus limité» et «cosinus limité»), dans un plan image du miroir M_1	24
1.10	Enregistrement de l'émission laser par la caméra à balayage de fente pour des largeurs de fente a précises ne donnant pas de franges stables dans le plan du miroir M_2	24
1.11	Les propriétés temporelles et spectrales du rayonnement émis sont-elles celles d'un laser de longueur L ou $2L$? (A_1 et A_2 : milieux amplificateurs).	25
2.1	Enregistrement du spectre de fréquences temporelles du rayonnement émis par un laser dont le milieu amplificateur est placé contre l'un des miroirs.	31
2.2	Évolution du spectre de fréquences temporelles émises par le laser à deux miroirs en fonction de la puissance de pompage. Le rayonnement laser n'est pas polarisé.	32
2.3	Évolution du spectre de fréquences temporelles émises par le laser à deux miroirs en fonction de la puissance de pompage. Le rayonnement laser est polarisé rectilignement.	34
2.4	Enregistrement du spectre de fréquences temporelles du rayonnement émis par un laser pompé transversalement : influence de la structure modale du faisceau.	35
2.5	Spectres de fréquences temporelles émises par le laser pour une structure transverse a) multimodale et b) unimodale.	36

2.6	Schéma du laser à trois miroirs.	37
2.7	Notations utilisées pour représenter les champs incidents et réfléchis sur les miroirs.	37
2.8	Notations utilisées pour les coefficients de réflexion des miroirs.	38
2.9	Conventions pour les déphasages à la réflexion sur les miroirs.	39
2.10	Notations utilisées pour déterminer la réponse R de la cavité à une onde plane injectée.	40
2.11	Relations entre les champs circulants dans les sous-cavités.	41
2.12	Rappel de la signification du coefficient R	44
2.13	Cavité à deux miroirs équivalente au système à trois miroirs. La cavité passive $[M_1, M_2]$ est remplacée par un miroir unique M_{eq} dont la réflectivité \tilde{r}_{eq} dépend de la fréquence.	45
2.14	Détermination graphique des fréquences de résonance f_q du système à trois miroirs sans gain.	47
2.15	Différence des fréquences des deux modes adjacents.	48
2.16	Gain nécessaire à la compensation des pertes en fonction de la fréquence. $L_1 = 9.3$ mm, $r_1 = \sqrt{0.995}$, $r_2 = \sqrt{0.4}$, $\sqrt{T}r_3 = \sqrt{0.95}$	50
2.17	Schéma montrant : a) : la détermination graphique des fréquences de résonance du système à trois miroirs sans gain ; b) et c) : la sélection de deux fréquences par les pertes dues aux différents composants de la cavité, et par la courbe de gain.	52
2.18	Évolution de $ r_{eq} ^2$ en fonction de la fréquence rapportée à la fréquence centrale f_0 de la bande de gain du YAG:Nd ³⁺ pour deux couples de réflectivités. Il apparaît clairement que le couple $R_1 = 0,995$ et $R_2 = 0,4$ est le plus sélectif spectralement.	54
2.19	Écart fréquentiel Δf calculé, en fonction de L_2	55
2.20	Représentation des fréquences de résonance f_1 et f_2 pour deux longueurs L_2 et L'_2 de la sous-cavité $[M_2, M_3]$	57
2.21	Écart fréquentiel Δf calculé en fonction de L_1	58
2.22	Représentation des fréquences de résonance f_1 et f_2 pour deux longueurs L_1 et L'_1 de la sous-cavité $[M_1, M_2]$	59
2.23	Montage utilisé pour la mesure de l'écart fréquentiel entre les deux modes émis par un laser pompé longitudinalement.	62
2.24	Système d'analyse spectrale à réseau utilisé pour le contrôle du nombre de raies dans le spectre.	63
2.25	Évolution mesurée et calculée de l'écart fréquentiel entre les deux modes en fonction de la distance L_2 entre les miroirs M_2 et M_3	66
2.26	Largeur de la raie de battement pour différentes bandes passantes de résolution (BPR) et différentes durées de balayage.	67
2.27	Fluctuations au cours du temps de la raie de battement.	68
2.28	Montage utilisé pour la mesure de l'écart fréquentiel entre les deux modes émis par un laser pompé transversalement.	69
2.29	Évolution de l'écart fréquentiel entre les deux modes émis en fonction de la distance L_1 entre les miroirs M_1 et M_2 du Fabry-Pérot.	70
3.1	Schéma du laser Nd :YVO ₄ pompé par une diode laser fibrée.	79
3.2	Enregistrement du profil du faisceau de pompage dans le plan du miroir M_1	80
3.3	Courbes de rendement du laser ; mesure 1 : sans filtrage intracavité ni translation de la lentille interne L , mesure 2 : avec filtrage spatial, mais sans translation de L , mesure 3 : avec filtrage spatial et translation de L rendant la puissance de sortie optimale.	83
3.4	Montage utilisé pour la mesure de la divergence du faisceau laser.	84

3.5	Divergence du faisceau laser rapportée à celle d'un faisceau gaussien; mesure 1 : sans filtrage intracavité ni compensation de la lentille thermique; mesure 2 : avec filtrage spatial, et sans compensation; mesure 3 : avec filtrage spatial et en translation de la lentille intracavité.	86
3.6	Enregistrement de l'éclairement dans le plan du miroir M_2 pour différentes puissances de pompage. Avec un filtrage spatial intracavité, le faisceau reste TEM ₀₀ même pour des puissances de pompage élevées. Le laser subit toutefois une chute de puissance assez importante.	87
3.7	Évolution du diamètre du mode laser dans le plan du miroir M_1 en fonction de la puissance de pompage. Un filtre spatial est placé intracavité, et l'effet de lentille thermique n'est pas compensé par translation de la lentille interne. On observe une diminution du diamètre du faisceau laser au niveau du cristal placé contre M_1 lorsque la puissance de pompage augmente.	88
3.8	Montage de principe représentant le sondage du milieu à gain par un faisceau laser extérieur. Le volume sondé est plus important que celui occupé par le faisceau laser. .	89
3.9	Laser sonde dans l'alignement du laser à étudier. Les faisceaux sonde et laser ont la même polarisation. Le faisceau sonde après une double traversée du laser YVO ₄ est trop peu intense pour l'analyse du front d'onde, et la taille du faisceau sonde au niveau du cristal est trop petite.	91
3.10	Technique d'injection du faisceau sonde dans le cristal laser. Étape 1 : le laser est en fonctionnement. Le milieu à gain est à l'équilibre thermique. Le faisceau sonde et le laser ont des polarisations différentes. Étape 2 : une lame demi-onde est insérée entre la lame polarisante et le milieu à gain. Le laser ne fonctionne plus. Le faisceau sonde a la même polarisation que celle du faisceau laser lorsqu'il était en fonctionnement. .	92
3.11	Schéma du laser vu de dessus. Une lame polarisante est insérée dans la cavité pour injecter le faisceau sonde. Cette lame, sous incidence de Brewster, possède une réflectivité maximale pour le faisceau sonde, et ne réfléchit pas le faisceau laser.	95
3.12	Schéma du laser sonde. Le faisceau sonde est TEM ₀₀ pour une puissance de 20 mW. La polarisation est rectiligne, et la direction de vibration du champ est ajustée par rotation d'une lame demi-onde placée derrière le miroir M_4	95
3.13	Profil du faisceau sonde en sortie du laser. Le filtrage spatial intracavité permet d'obtenir un profil TEM ₀₀ de très bonne qualité.	96
3.14	Montage utilisé pour la caractérisation des distorsions d'origine thermique dans la cristal de vanadate à partir de l'analyse de profils d'éclairement dans trois plans de front.	98
3.15	Coupe du support du cristal de vanadate. Le plan de référence est défini comme étant le plan de sortie du support.	99
3.16	Représentation de l'acquisition des profils d'éclairement dans les trois plans de front.	101
3.17	Dispositif utilisé pour l'insertion de la lame demi-onde dans le résonateur.	102
3.18	Évolution temporelle d'une coupe du profil d'éclairement dans le plan de Fourier. . . .	105
3.19	Enregistrement du profil d'éclairement du faisceau sonde dans le plan de Fourier en l'absence de pompage. L'insertion de la lame demi-onde dans le résonateur ne perturbe pas les mesures.	105
3.20	Principe de l'acquisition par la caméra CCD. Les lignes paires et impaires contiennent des images séparées temporellement de 10 ms.	106
3.21	Profil d'éclairement dans le plan de Fourier lorsque l'acquisition est synchronisée avec l'insertion de la lame demi-onde dans le résonateur.	107
3.22	Profils d'éclairement mesurés dans le plan image, le plan de Fourier et le plan de Fresnel.	108
3.23	Variation des distorsions du front d'onde du faisceau sonde avec la polarisation (profils enregistrés dans le plan de Fourier).	109

3.24	Par la méthode de Gerchberg et Saxton, le profil d'une onde Ψ peut être reconstruit à partir de la mesure des éclaircissements dans les plans focaux d'une lentille L	110
3.25	Algorithme de Gerchberg et Saxton.	111
3.26	Algorithme utilisé pour la reconstruction du front d'onde du faisceau sonde, à partir des éclaircissements mesurés dans trois plans de front : plan image, plan de Fourier, plan de Fresnel proche du plan de Fourier.	113
3.27	Simulation d'un essai de reconstruction de la phase avec l'algorithme de Gerchberg-Saxton. Après 300 itérations, la convergence du profil de phase n'est pas atteinte. . .	116
3.28	Reconstruction de la phase avec l'algorithme que nous avons développé : le troisième plan permet d'assurer la convergence vers le profil cherché.	117
3.29	Influence du bruit de mesure (3% de la valeur maximale de l'éclaircissement) sur la reconstruction du profil de phase après 300 itérations.	119
3.30	Influence d'un décalage transversal des profils sur la reconstruction du profil de phase. Le profil dans le plan image est décalé de deux échantillons vers la droite, et le profil dans le plan de Fresnel de deux échantillons vers la gauche soit environ 4% de la largeur à mi-hauteur de ce profil. Après 300 itérations, la convergence n'est pas atteinte.	120
3.31	Influence d'un décalage longitudinal (par rapport au plan de Fourier), égal à 0,4% de la focale f , sur la reconstruction du profil de phase $\phi_1(x)$ après 300 itérations.	122
3.32	Reconstruction d'un profil de phase en forme de «dos de chameau» après 300 itérations.	123
3.33	à gauche : profil d'éclaircissement enregistré dans le plan de référence, à droite : profil de phase reconstruit avec l'algorithme de Gerchberg-Saxton utilisant deux plans.	125
3.34	Profils d'éclaircissement mesurés et reconstruits à partir de l'algorithme à trois plans. $\phi_1^i(x, y)$ et $\phi_2^i(x', y')$ représentent les phases injectées initialement respectivement dans le plan image et dans le plan de Fourier.	126
3.35	Évolution de l'erreur entre le profil mesuré et le profil reconstruit dans le plan de Fourier. Après 63 itérations, le profil de phase reconstruit n'évolue plus.	127
3.36	Profil d'éclaircissement mesuré et profil de phase reconstruit dans le plan de référence en présence d'effets thermiques.	128
3.37	Profils d'onde obtenus par décomposition en série de polynômes de Zernike pour les quatre types d'aberrations prépondérants : défocalisation, aberration sphérique, astigmatisme d'ordre 1 et 2.	131
3.38	Coupe des différents termes de la décomposition du front d'onde. En ordonnée, les écarts sont rapportés à la longueur d'onde	132

Liste des tableaux

2.1	Coefficients de réflexion après simplification, et relation de Stokes appliquée aux miroirs M_1 et M_2	39
2.2	Valeurs utilisées dans les applications numériques pour illustrer le calcul des fréquences de résonance de la cavité à trois miroirs.	48
2.3	Couples de miroirs testés pour réaliser le Fabry-Pérot et efficacité du filtrage.	53
3.1	Caractéristiques des principaux cristaux lasers couramment utilisés.	79
3.2	Variation de l'indice de réfraction du cristal de YVO_4 en fonction de la température pour les polarisations ordinaire et extraordinaire.	90

3.3 Paramètres utilisés dans les simulations.	115
3.4 Valeurs des coefficients de la décomposition en série de polynômes de Zernike du profil de phase reconstruit.	130

Résumé

Les travaux réalisés, regroupés en trois parties, ont traités aux propriétés spatiales et spectrales de l'émission de lasers solides pompés par diodes. Il s'agit de procédés de structuration et de contrôle de l'émission laser par filtrage fréquentiel ou spatial.

Le premier chapitre concerne le couplage de rayonnements continus issus de deux volumes distincts pompés en parallèle au sein d'un même cristal de YAG:Nd³⁺. Une fente diffractante de largeur variable introduite dans le résonateur (longueur L) établit des corrélations temporelles dans l'émission avec une périodicité égale soit à $2L/c$ soit à $4L/c$.

Le deuxième chapitre concerne l'étude et la réalisation d'un laser YAG:Nd³⁺ émettant deux fréquences d'écart ajustable grâce à deux cavités couplées. Un ajustement de l'écart fréquentiel entre 10 GHz et 40 GHz a été obtenu avec une largeur de raie de battement inférieure à 20 kHz à -3 dB. Ce laser est une source intéressante pour la génération de microondes.

Le troisième chapitre traite de la métrologie fine des gradients d'indice d'origine thermique induits dans un laser YVO₄:Nd³⁺ en régime de fonctionnement continu. Un faisceau sonde unimodal effectue un aller et retour dans le milieu amplificateur. Son profil de phase est ensuite déterminé à partir de la mesure de trois profils d'éclairement en utilisant un algorithme itératif de type Gerchberg-Saxton. La finalité de cette étude est la compensation des aberrations thermiques par introduction dans le résonateur d'un composant déphaseur présentant les aberrations inverses.

Temporal and spatial correlations, spectral shaping and thermal distortions in diode-pumped solid-state lasers.

Abstract

This work, divided in three parts, deals with spectral and spatial properties of diode-pumped solid-state laser beams.

The first chapter concerns the coupling of two CW beams emitted by several parallel gain volumes in a Nd:YAG crystal. We show that the spectral and temporal properties (field periodicity) of the light emitted by a biaxial laser can be controlled by a diffracting slit with variable width placed in the resonator.

In the second chapter, a tunable dual-frequency Nd:YAG laser containing two serial coupled cavities is studied theoretically and experimentally. We obtained a beat frequency tuning from 10 GHz to 40 GHz with a beat linewidth lower than 20 kHz at -3 dB. This laser is well suited for optical microwave generation.

The third chapter deals with the precise metrology of the thermally induced wave distortions in a CW Nd:YVO₄ laser. A probe beam undergoes a round trip in the gain medium. Then its phase profile is determined from intensity measurements in three planes using a Gerchberg-Saxton-like algorithm. The goal of this study is to compensate thermal effects by placing inside the cavity a phase plate inducing the opposite aberration.

Discipline

Électronique - Électrotechnique - Optique
Spécialité : Optique

Mots-clés/keywords

laser solide	diffraction	filtrage
autocorrelation	laser bifréquence	effets thermiques
solid-state lasers	diffraction	spatial and temporal filtering
field autocorrelation	dual-frequency laser	thermal distortions

Intitulé et adresse du laboratoire :

Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes
Équipe optique
123, av. Albert Thomas
87060 Limoges Cédex
FRANCE