

# UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Sciences et Ingénierie pour l'information

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

INSTITUT DE RECHERCHE XLIM

Année : 2011

Thèse N° 43-2011

Thèse

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Discipline : "Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes"

présentée et soutenue par

**Sandrine AUROUX**

le 17 octobre 2011

## **EXPLORATION DE NOUVELLES ARCHITECTURES LASERS A EMETTEURS MULTIPLES ET A VERROUILLAGE PASSIF DES PHASES POUR LE REGIME IMPULSIONNEL DECLENCHE**

Thèse co-dirigée par Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT  
et Vincent KERMENE

### **JURY :**

#### Rapporteurs :

**Marc Brunel**

Professeur, Coria

**Hervé Maillotte**

Directeur de recherche CNRS, Femto-ST

#### Examineurs :

**Agnès Desfarges-Berthelemot**

Professeur, Xlim

**Bruno Esmiller**

Chef de projet EADS, Astrium SAS

**Vincent Kermène**

Chargé de recherche, HDR, Xlim

#### Invité :

**Jean-Claude De Miscault**

Ingénieur, Miscault Ingénierie



## **RESUME**

La combinaison de lasers apparaît aujourd'hui comme une solution permettant de dépasser les limites en puissance des sources à une seule voie amplificatrice. Deux méthodes de combinaison cohérente de lasers par voie passive ont été explorées au cours de cette thèse. Il s'agissait d'explorer leur potentiel avec des sources élémentaires à milieu amplificateur cristallin, fonctionnant en régime impulsionnel et dont les rayonnements sont combinés sur cible en champ lointain.

La combinaison par injection mutuelle constitue la première configuration explorée. Elle consiste à prélever intra-cavité une partie du rayonnement issu d'un laser et à l'injecter dans la cavité du laser voisin, et réciproquement. Les propriétés de cohérence des rayonnements cophasés ont été analysées numériquement et expérimentalement.

La deuxième configuration consiste à coupler les lasers, au moyen d'un élément combineur, dans une cavité interféromètre. Les différents émetteurs ajustent leurs phases relatives de façon à maximiser l'énergie sur la voie commune du laser composite. Les propriétés spectrales et spatiales de l'émission sont considérées expérimentalement, puis numériquement en vue de la montée en nombre des lasers combinés. Le dernier volet de ces travaux est dédié à la dégradation des caractéristiques spatiales des faisceaux soumis à des distorsions thermiques et son impact sur la qualité de cophasage.

## **SUMMARY**

Laser beam combining appears as a solution to overcome the power limitations of a single laser. Two methods of laser coherent combining in a passive way have been explored in this thesis. Their potential for achieving a bulk configuration with multiple emitters operating in pulsed regime was studied. With these two methods, the emitted radiations are superposed only in the far field.

The first configuration explored is laser combining by mutual injection. A fraction of the radiation from one laser seeds the neighboring resonator. Laser emissions are thus coupled step by step. Coherence properties of the emissions of lasers coupled by mutual injection have been studied numerically and experimentally.

The second method is based on a multi-arm resonator of interferometric configuration. The different emitters self-adjust their relative phases to maximize the energy on the common path of the interferometric cavity. Spectral and spatial properties of emissions are considered experimentally and numerically. Numerical models have been developed for larger number of combined lasers. The last part deals with deterioration of output beams quality under high pumping level and the consequences on combining efficiency.



# SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>7</b>
------------------------------------	----------

## **CHAPITRE I :**

<b>ÉTAT DE L'ART SUR LES TECHNIQUES DE COMBINAISON DE LASERS.....</b>	<b>15</b>
---	-----------

<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>17</b>
---------------------------	-----------

<b>I. LA COMBINAISON INCOHERENTE .....</b>	<b>19</b>
--	-----------

<b>II. LA COMBINAISON COHERENTE .....</b>	<b>23</b>
---	-----------

II.1. Combinaison par voie active .....	23
---	----

▪ Analyse des phases en champ proche .....	24
--	----

▪ Analyse des phases en champ lointain .....	27
--	----

II.2. Combinaison par voie passive.....	31
---	----

II.2.1. Verrouillage des phases par filtrage spectral.....	32
--	----

▪ Utilisation de coupleurs fibrés.....	32
--	----

▪ Utilisation d'éléments combineurs massifs.....	34
--	----

II.2.2. Verrouillage des phases par filtrage spatial.....	36
---	----

II.2.3. Verrouillage des phases par injection mutuelle.....	41
---	----

▪ Injection mutuelle par cavité externe .....	41
---	----

▪ Injection mutuelle par cavités amplificatrices imbriquées .....	42
---	----

<b>III. COMBINAISON DE LASERS EN REGIME IMPULSIONNEL.....</b>	<b>46</b>
---	-----------

III.1. Combinaison incohérente .....	47
--------------------------------------	----

III.2. Combinaison cohérente par contrôle actif de la phase .....	48
---	----

III.3. Combinaison cohérente par verrouillage en phase passif.....	51
--	----

<b>CONCLUSION .....</b>	<b>55</b>
-------------------------	-----------

<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES .....</b>	<b>56</b>
--	-----------

## **CHAPITRE II :**

### **COMBINAISON COHERENTE DE LASERS PAR INJECTION MUTUELLE ..... 63**

INTRODUCTION .....	65
<b>I. CARACTERISTIQUES DES EMISSIONS DE LASERS COPHASES PAR INJECTION MUTUELLE.....</b>	<b>67</b>
I.1. Verrouillage en phase de lasers mutuellement injectés .....	67
I.1.1. Propriétés spectrales de l'émission .....	67
I.1.2. Relation de phase entre les faisceaux de sortie.....	69
I.2. Cohérence mutuelle des faisceaux de sortie .....	71
<b>II. ARCHITECTURES DE LASERS COPHASES PAR INJECTION MUTUELLE .....</b>	<b>78</b>
II.1. Architectures envisagées .....	78
II.1.1. Deux lasers élémentaires .....	78
II.1.2. Trois lasers élémentaires .....	79
II.2. Coefficient de partage des coupleurs d'injection .....	84
<b>III. MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE DU COUPLAGE ENTRE LES DIFFERENTS LASERS.....</b>	<b>86</b>
III.1. Dispositif expérimental.....	86
III.2. Fréquences de résonance des cavités couplées .....	87
III.3. Longueur effective de la cavité composite .....	89
<b>IV. ANALYSE DE LA COHERENCE TEMPORELLE DES EMISSIONS DE LASERS MUTUELLEMENT INJECTES .....</b>	<b>91</b>
IV.1. Propriétés de cohérence de lasers à fibre dopée Ytterbium mutuellement injectés.....	91
IV.1.1. Deux lasers à fibre couplés par injection mutuelle .....	91
▪ Pic de cohérence à la différence de marche nulle .....	94
IV.1.2. Trois lasers à fibre couplés par injection mutuelle .....	95
IV.2. Propriétés de cohérence de lasers YAG dopé néodyme mutuellement injectés.....	96
IV.2.1. Lasers élémentaires.....	97
IV.2.2. Lasers YAG/Nd <sup>3+</sup> couplés par injection mutuelle .....	99
IV.3. Bilan énergétique.....	104
<b>CONCLUSION .....</b>	<b>106</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</b>	<b>108</b>

## **CHAPITRE III :**

### **COMBINAISON COHERENTE DE LASERS DANS UNE CAVITE**

#### **INTERFEROMETRE..... 111**

##### **INTRODUCTION ..... 113**

#### **I. COMBINAISON COHERENTE DE DEUX LASERS COUPLES DANS UNE CAVITE INTERFEROMETRE ..... 115**

##### **I.1. Principe de la combinaison dans une cavité interféromètre ..... 115**

##### **I.2. Etude expérimentale du couplage de deux lasers ..... 119**

###### **I.2.1. Résultats obtenus en régime de fonctionnement relaxé..... 119**

###### **I.2.2. Résultats obtenus en régime de fonctionnement déclenché ..... 122**

#### **II. MONTEE EN NOMBRE DES LASERS COUPLES DANS UNE CAVITE INTERFEROMETRE ..... 126**

##### **II.1. Un point sur les architectures lasers explorées pour maximiser le nombre de lasers couplés..... 126**

###### **II.1.1. Combinaison de lasers dans une cavité dégénérée..... 126**

###### **II.1.2. Incrément de longueur périodique entre chaque cavité..... 127**

###### **II.1.3. Augmentation de la largeur de la bande d'émission ..... 128**

##### **II.2. Exploration d'architectures lasers dédiées à la combinaison de neuf faisceaux élémentaires..... 131**

###### **II.2.1. Incrément de longueur périodique..... 131**

###### **▪ Ajustement de l'incrément de longueur entre chaque bras ..... 136**

###### **▪ Sensibilité aux fluctuations de longueurs de bras ..... 137**

###### **▪ Qualité de cophasage et bilan énergétique obtenus expérimentalement ..... 139**

###### **II.2.2. Incrément de longueur aperiodique..... 140**

###### **II.2.2.1. Résultats obtenus en régime de fonctionnement relaxé..... 140**

###### **II.2.2.2. Résultats obtenus en régime de fonctionnement déclenché..... 143**

###### **II.2.3. Proposition d'une architecture à neuf émetteurs ..... 144**

#### **III. IMPACT DES CARACTERISTIQUES SPATIALES DE L'EMISSION SUR LA COMBINAISON DE LASERS ..... 149**

##### **III.1. Description du modèle de faisceau propagé mis en œuvre..... 149**

##### **III.2. Influence des différences de longueurs de bras ..... 154**

##### **III.3. Etude numérique de configurations lasers à émissions multiples entachées d'aberrations thermiques ..... 158**

###### **III.3.1. Mesure et modélisation des aberrations thermiques ..... 158**

###### **III.3.2. Influence des aberrations thermiques..... 161**

###### **III.3.3. Conclusion ..... 167**

<b>IV. TRANSFERT DE QUALITE DE FAISCEAUX LASERS DANS UNE CAVITE INTERFEROMETRE .....</b>	<b>169</b>
IV.1. Cavité élémentaire à émission multimodale.....	169
IV.2. Laser interféromètre de Michelson : influence de la différence de contenu modal entre les deux lasers élémentaires sur l'efficacité de combinaison.....	172
IV.3. Influence du déséquilibre énergétique entre les lasers à émission unimodale et à émission multimodale.....	176
IV.4. Conclusion .....	178
<b>CONCLUSION .....</b>	<b>179</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES .....</b>	<b>182</b>
<b>CONCLUSION GENERALE.....</b>	<b>185</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE DE L'AUTEUR.....</b>	<b>193</b>





# **INTRODUCTION GENERALE**



Les lasers de forte puissance ou de forte énergie ont été activement développés ces dernières années. Ils suscitent en effet un grand intérêt que ce soit dans les domaines industriels (soudage, découpage, marquage) ou militaires (désignation, arme laser). Une autre utilisation des lasers de forte énergie est envisagée dans le secteur aérospatial, avec le nettoyage des orbites spatiales depuis une base terrestre. En effet, ces dernières dizaines d'années, de très nombreux satellites ont été envoyés en gravitation autour de la Terre. Cette activité importante a aujourd'hui pour conséquence un encombrement de l'orbite terrestre causé par l'accumulation de déchets spatiaux (pièces de satellites hors d'usage, résidus de lancement ou destructions). Or, de par les risques importants de collision, ces débris mettent en danger le bon fonctionnement des satellites actuellement en service et à venir. Afin de pallier à la prolifération de ces déchets et de protéger les infrastructures spatiales, il est nécessaire de développer des technologies permettant l'élimination de ces débris. Pour répondre à ce besoin, des partenaires industriels et universitaires se sont associés pour construire le projet européen CLEANSPACE. Ce projet doit définir les technologies lasers qui puissent, à terme, atteindre les performances énergétiques nécessaires à l'élimination de débris spatiaux de l'ordre du centimètre ou de la dizaine de centimètres, au moyen d'impulsions lasers de forte énergie. Ces impulsions lasers, issues d'une source basée sur Terre, doivent permettre par réaction, grâce à la génération d'un plasma à la surface du débris, de le dévier de sa trajectoire afin de le désorbiter.

Cette thèse constitue un travail amont au projet CLEANSPACE. Elle a été réalisée dans la cadre d'un contrat CIFRE avec la société Astrium (groupe EADS) et en collaboration avec la société Cilas. Pour les applications de nettoyage des orbites spatiales, la source laser requise doit émettre des impulsions de durée de l'ordre de la nanoseconde à quelques dizaines de nanosecondes, et doit transporter une énergie de l'ordre du kilojoule. Le faisceau émis doit de plus être de bonne qualité spatiale pour illuminer des objets centimétriques à des kilomètres de distance. De telles spécifications sont cependant difficiles à réunir avec un laser unique, sachant que la cadence de tir recherchée est de la dizaine de Hertz. En effet, la cavité laser doit être courte de façon à pouvoir générer des impulsions brèves (nanosecondes), la durée des impulsions étant liée à la longueur de la cavité en régime de fonctionnement déclenché. La montée en énergie d'une source laser nécessite le plus souvent l'emploi d'un milieu amplificateur avec un fort volume de gain, et ainsi induit alors un faisceau de large section. Or, le fort pompage de barreaux amplificateurs de large section induit des effets

thermiques responsables de la dégradation de la qualité spatiale du faisceau émis. Une solution envisagée pour la montée en énergie des impulsions lasers, est la mise en réseau de plusieurs sources. La combinaison des rayonnements issus de plusieurs amplificateurs disposés en parallèle permet ainsi d'atteindre des niveaux d'énergie extrêmes tout en assurant une densité de puissance élevée sur cible.

Il existe plusieurs méthodes de combinaison de lasers. Le développement de telles configurations s'est en effet intensifié ces dernières années, que ce soit avec des lasers à milieu amplificateur cristallin ou fibré. La combinaison peut se faire de manière incohérente ou cohérente. Dans le premier cas, les rayonnements issus de plusieurs sources sont simplement superposés, l'énergie du faisceau combiné résultant ainsi de la somme des énergies des faisceaux élémentaires. Dans le second cas, les rayonnements issus des différents amplificateurs véhiculent les mêmes fréquences et sont mis en phase par voie active ou passive. Les configurations de combinaison cohérente par voie active utilisent une architecture de type MOPA, pour *Master Oscillator Power Amplifier*. Le rayonnement émis par un oscillateur maître est injecté dans plusieurs amplificateurs en parallèle. Puis, les phases des faisceaux amplifiés sont ajustées en temps réel et de façon active grâce à une boucle de rétroaction. Les méthodes de combinaison cohérente par voie passive exploitent quant à elle les propriétés d'auto-organisation des lasers. Les phases relatives des différents émetteurs sont ajustées de façon passive au sein d'un laser composite unique à amplificateurs multiples, par filtrage spectral, spatial, ou par injection mutuelle.

A ce jour, peu de travaux sur la combinaison cohérente de lasers en régime impulsionnel ont été présentés, quelle que soit la méthode considérée. Mon travail de thèse a de ce fait pour but d'explorer plusieurs méthodes de combinaison cohérente de lasers par voie passive, compatibles avec un fonctionnement en régime impulsionnel. Le potentiel de ces méthodes, avec l'utilisation de milieux amplificateurs cristallins dans une configuration compacte et la combinaison des faisceaux uniquement en champ lointain, sera étudié. La finalité de cette thèse n'est pas d'atteindre les objectifs énergétiques ambitieux du projet CLEANSPACE, mais plutôt de définir une architecture susceptible d'être compatible avec ces objectifs.

Le premier chapitre de ce manuscrit est dédié à la présentation de différentes techniques de combinaison de lasers. Elles ont principalement été développées pour un fonctionnement des lasers en régime continu, c'est pourquoi la majeure partie des

architectures présentées dans ce chapitre utilisent ce régime de fonctionnement. Nous distinguerons les méthodes de combinaison incohérente de celles qui utilisent un processus cohérent. Ces dernières peuvent être classées en deux grandes familles, celles basées sur une mise en phase des multiples rayonnements par un asservissement électronique et celles exploitant une mise en phase passive tout optique. Très récemment, quelques configurations ont été expérimentées en régime de fonctionnement impulsionnel, elles seront présentées dans la dernière partie de ce chapitre. Les avantages et inconvénients de chacune des techniques de combinaison présentées dans ce chapitre seront commentés.

Le deuxième chapitre concerne la combinaison cohérente de lasers par injection mutuelle. Avec cette méthode de combinaison par voie passive, les faisceaux émis par plusieurs amplificateurs en parallèle se superposent uniquement en champ lointain, hors cavité. Ainsi, et c'est le principal avantage de cette technique de combinaison, aucun élément intra-cavité n'a à supporter la totalité de la puissance résultant de la superposition de tous les faisceaux émis. Nous étudierons dans ce chapitre, tout d'abord numériquement, les propriétés de cohérence des faisceaux de sortie des lasers mutuellement injectés. Puis, suivra une étude expérimentale de configurations lasers mutuellement injectées, utilisant dans un premier temps des lasers à milieu amplificateur fibré en régime de fonctionnement continu, puis des lasers à milieu amplificateur cristallin en régime relaxé.

Le troisième chapitre a pour objet la combinaison cohérente de lasers dans une cavité interféromètre. La nouveauté de la configuration étudiée, par rapport aux configurations déjà expérimentées avec ce type d'architecture, réside dans le plan de sortie des faisceaux couplés. Il est en effet positionné en milieu de cavité, la majorité de l'énergie émise par les milieux amplificateurs étant ainsi extraite en aval de l'élément combineur. Cette configuration à extraction centrale permet de concentrer la totalité de l'énergie résultant de la superposition de tous les faisceaux uniquement sur la cible, en champ lointain, alors que pour cette architecture, le dernier élément combineur doit habituellement supporter la totalité de la puissance émise par les  $N$  amplificateurs du laser. Une partie de ce chapitre est dédiée à la montée en nombre des lasers couplés dans une architecture interféromètre. Une étude expérimentale jusqu'à trois émetteurs fonctionnant en régime de relaxation, puis en régime déclenché, a été réalisée, suivie d'une étude numérique jusqu'à neuf émetteurs. Elles nous permettent de sélectionner la configuration la plus favorable aux applications visées. Les propriétés spectrales et spatiales de l'émission de lasers couplés sont considérées. Nous avons notamment pris en compte dans les modèles numériques développés les différences de

longueurs entre chacune des cavités élémentaires, celles-ci induisant des répartitions transverses de champs différentes. La montée en énergie des lasers étant un autre paramètre capable de dégrader la qualité spatiale des faisceaux, nous avons ensuite caractérisé l'influence des aberrations thermiques induites par le pompage dans les milieux amplificateurs sur la combinaison de lasers. La qualité de cophasage de neuf faisceaux couplés a ainsi été quantifiée numériquement. La dernière partie de ce chapitre est constituée de l'étude expérimentale de deux lasers, à contenus modaux très différents, couplés dans une cavité interféromètre. Elle a pour but d'évaluer la possibilité de transfert des qualités spatiales d'un laser sur l'autre dans une telle configuration.





# **CHAPITRE I**

## **ÉTAT DE L'ART SUR LES TECHNIQUES DE COMBINAISON DE LASERS**



## **INTRODUCTION**

Les sources lasers à milieu amplificateur solide ou fibre optique pompé par diodes ont connu ces vingt dernières années des développements intenses pour atteindre aujourd'hui une maturité qui leur a permis de pénétrer les domaines industriel et militaire (lidars, traitement de surface, désignation, ...). Un des enjeux majeurs est de repousser les limitations en termes de puissance ou d'énergie tout en préservant un faisceau proche de la limite de diffraction. Or, la montée en puissance d'une source laser nécessite le plus souvent l'emploi d'un milieu amplificateur avec un volume de gain accru qui doit supporter une charge thermique importante liée au transfert imparfait de la puissance de pompage vers le rayonnement laser. L'augmentation de la section de la zone de gain dans les configurations standards massives ou fibrées s'accompagne d'une augmentation de l'étendue géométrique du faisceau qu'il faut gérer par la conception de nouvelles architectures lasers ou de nouvelles fibres. De plus, les fortes densités de puissance peuvent induire dans les lasers massifs des effets thermiques qui dégradent la qualité spatiale du faisceau, voire détériorent des éléments constituant le laser. La montée en puissance ou énergie est donc également limitée par la tenue au flux des matériaux utilisés. Les lasers à fibre sont aussi sensibles aux problèmes de tenue au flux des faces des fibres et subissent d'autres effets parasites, notamment dans le cas de rayonnements spectralement fins, que sont les effets non linéaires. Une solution permettant de contourner ces difficultés consiste à combiner les rayonnements issus de plusieurs lasers, et ainsi obtenir un faisceau hautement énergétique et de même qualité spatiale que les faisceaux élémentaires.

Ces techniques ont jusqu'alors été principalement développées pour dépasser les limitations rencontrées en régime d'émission continue. C'est pourquoi leur principe et les résultats majeurs sont dans un premier temps rapportés pour ce régime de fonctionnement. Un atout important de la combinaison de faisceaux est la possibilité de décliner les différentes méthodes à divers types de milieux à gain, à cristaux ou fibres optiques par exemple. Dans ce chapitre, les résultats présentés font référence à l'un ou l'autre type d'amplificateur selon les performances atteintes. La première partie de ce chapitre est dédiée aux méthodes de combinaison de faisceaux ne nécessitant pas la cohérence du rayonnement. Les faisceaux issus de différents lasers élémentaires sont alors simplement superposés, la puissance résultante étant la somme des puissances des faisceaux élémentaires.

Dans une deuxième partie, les techniques de combinaison cohérente de faisceaux sont présentées. Dans ce cas, les lasers élémentaires, oscillant sur les mêmes longueurs d'onde, sont verrouillés en phase, ceci de façon active ou passive.

La troisième partie de ce chapitre est consacrée à la combinaison de lasers en régime de fonctionnement impulsionnel. La combinaison de faisceaux, encore peu expérimentée dans ce régime de fonctionnement, présente un intérêt particulier pour atteindre des puissances crêtes extrêmes, au-delà de ce que peuvent fournir les sources lasers à une seule voie amplificatrice de type MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*).

## **I. LA COMBINAISON INCOHERENTE**

La combinaison incohérente de lasers consiste en la superposition de  $N$  faisceaux élémentaires. L'avantage de cette méthode est qu'aucun ajustement des phases relatives des différents faisceaux n'est nécessaire. Les champs issus des  $N$  émetteurs sont simplement sommés de façon incohérente, la puissance recombinaison correspond alors à la somme des puissances des différents faisceaux.

La solution la plus exploitée repose sur la combinaison spectrale des rayonnements. Cette méthode utilise le principe du multiplexage en longueurs d'onde.  $N$  faisceaux de longueur d'onde et d'incidence différentes sont envoyés sur un élément dispersif (prisme, réseau de diffraction ou réseau de Bragg volumique) et se superposent en sortie de celui-ci. Cela nécessite que les longueurs d'onde des faisceaux incidents soient adaptées aux propriétés de dispersion du combineur, de façon à ce que les faisceaux émergents soient confondus. La recombinaison s'effectue alors à la fois en champ proche et en champ lointain, et une combinaison efficace sera obtenue avec un faisceau de sortie le moins divergent possible. L'intérêt de ce procédé est toutefois limité d'une part par le nombre de faisceaux que l'on peut combiner (défini par la largeur de la bande spectrale d'amplification et par les propriétés de dispersion du réseau), d'autre part par la tenue au flux de l'élément combineur, qui doit supporter la totalité de la puissance transportée par les  $N$  faisceaux.

La combinaison incohérente peut être réalisée intra-cavité ou extra-cavité selon le positionnement de l'élément dispersif. S'il est placé dans la cavité, les  $N$  cavités élémentaires partagent le même coupleur de sortie ( $M_c$  sur la figure I.1.a). Cette configuration rend le procédé simple à mettre en œuvre puisqu'il ne nécessite pas d'ajustement au préalable des raies d'émission : les propriétés d'auto-organisation des lasers sont exploitées. En effet, les longueurs d'onde centrales des différents lasers s'auto-ajustent pour assurer la superposition des faisceaux entre le coupleur de sortie  $M_c$  et l'élément dispersif et donc minimiser les pertes dans chacun des lasers. En 2006, l'*Institute of Applied Physics* de Jena a présenté une architecture permettant la combinaison incohérente de lasers grâce à un réseau de diffraction placé intra-cavité [1]. Trois lasers à fibre dopée Ytterbium ainsi combinés ont permis de générer un faisceau de sortie de 100 W. Néanmoins, la qualité spatiale de ce faisceau est altérée par le processus de combinaison ( $M^2$  de 2,7). Cette mauvaise qualité spatiale montre la sensibilité de ce système au problème de diaphonie entre les différents canaux spectraux.

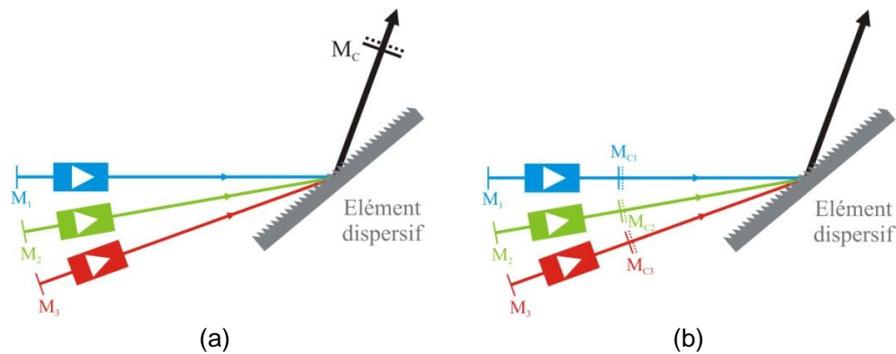


Figure I.1 : Principe de la combinaison incohérente (a) intra-cavité, (b) extra-cavité ;  $M_i$  miroir de fond de cavité,  $M_{ci}$  coupleurs de sortie

Pour pallier ce problème, S. J. Augst *et al.* ont ajouté un filtre spatial à l'intérieur de la cavité afin d'éviter les échanges d'énergie entre les différents faisceaux élémentaires [2]. L'architecture utilisée est présentée sur la figure I.2. Le faisceau de sortie résultant de la combinaison des 5 lasers à fibre possède cette fois un  $M^2$  de 1,14.

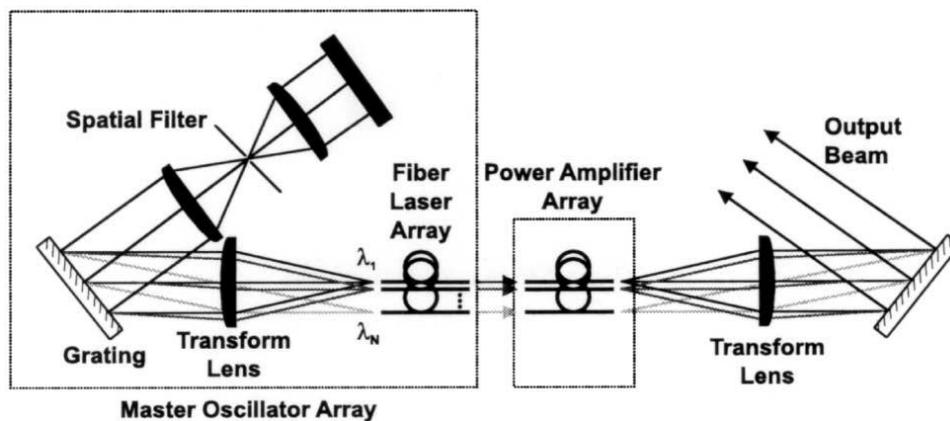


Figure I.2 : Combinaison spectrale de  $N$  lasers à fibre par un couple de réseaux de diffraction et un filtre spatial intra-cavité [2]

Une autre solution pour la combinaison incohérente, moins sensible au problème de diaphonie, consiste à placer l'élément dispersif à l'extérieur de la cavité (Figure I.1.b). Ce procédé est plus délicat à mettre en place car il nécessite un ajustement précis des longueurs d'onde d'émission et des angles d'incidence des lasers élémentaires, ceci afin que tous les faisceaux en sortie de l'élément dispersif soient confondus. En 2008, le laboratoire CREOL a présenté ses travaux permettant de générer un faisceau de 750 W proche de la limite de diffraction ( $M^2$  de 1,1) en combinant les rayonnements issus de 5 lasers à fibre [3]. Une cascade de réseaux de Bragg volumiques a pour cela été utilisée (Figure I.3).

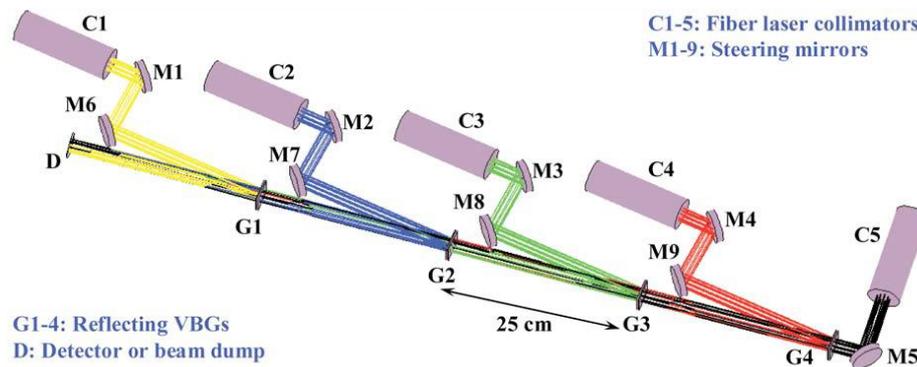


Figure I.3 : Système de combinaison intégrant 4 réseaux de Bragg volumiques  $G_i$  utilisés dans une configuration laser combinant de façon incohérente 5 oscillateurs lasers [3]

Le record actuel est quant à lui détenu par C. Wirth et ses collaborateurs [4] qui ont combiné grâce à un réseau de diffraction les faisceaux issus de 4 chaînes amplificatrices fibrées délivrant chacune 500 W (Figure I.4). Le faisceau combiné de 2 kW est spatialement dégradé ( $M_x^2 = 2$  et  $M_y^2 = 1,8$ ). Cette dégradation est attribuée à la superposition imparfaite des 4 faisceaux élémentaires en sortie du réseau de diffraction.

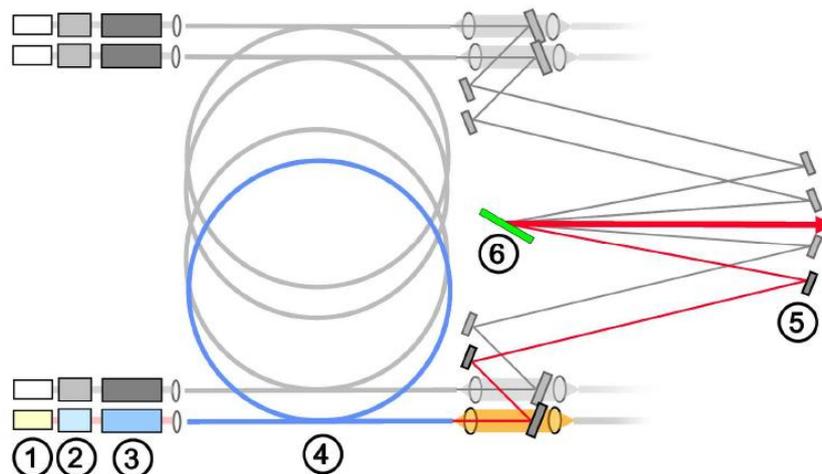


Figure I.4 : Combinaison spectrale de chaînes amplificatrices constituées chacune d'un oscillateur (1), de deux pré-amplificateurs (2) et (3), d'un amplificateur à fibre (4), de miroirs de repliement (5) et du réseau de diffraction constituant le composant combineur (6) [4]

L'inconvénient de ces techniques de combinaison incohérente est qu'elles demandent le développement d'éléments dispersifs spécifiques capables de supporter la totalité du flux sans déformation du réseau inscrit. De plus, la qualité spatiale du faisceau est un paramètre critique pour ces procédés, à la fois dans le cas de la combinaison intra-cavité où se produit un phénomène de diaphonie entre les différents canaux spectraux, que dans le cas de la combinaison extra-cavité où la mise en œuvre délicate peut engendrer une superposition imparfaite des faisceaux de sortie. Ce paramètre s'avère d'autant plus complexe à ajuster que le nombre de lasers élémentaires augmente. Enfin, dans le cadre de ces travaux de thèse, les

lasers à combiner sont construits avec des milieux amplificateurs cristallins à bande spectrale trop étroite pour que chaque laser élémentaire oscille sur une bande spectrale qui lui est propre. Pour ces raisons, la combinaison incohérente de lasers n'a pas été retenue pour ce projet.

## **II. LA COMBINAISON COHERENTE**

Dans ce chapitre, l'accent est principalement mis sur les architectures lasers émettant plusieurs faisceaux amplifiés en parallèle. C'est avec ce type de source composite que les performances énergétiques les plus élevées peuvent être atteintes car, dans la plupart des cas, aucun composant du système ne supporte la totalité de la puissance extraite. En contrepartie, la combinaison est réalisée sur cible en champ lointain, là où l'ensemble des  $N$  faisceaux se superposent. Le faisceau combiné est structuré par la mise en phase des rayonnements issus des  $N$  amplificateurs. La figure de diffraction à l'infini résultant de la superposition des  $N$  faisceaux présente en effet, lorsque les faisceaux sont en phase, un maximum d'éclairement sur l'axe d'amplitude proportionnelle au carré du nombre de faisceaux mis en jeu (dans le cas d'une combinaison incohérente, ce maximum est proportionnel uniquement au nombre de faisceau). En optimisant le taux de remplissage en champ proche, il est possible de modeler la figure de diffraction pour lui donner un lobe central exacerbé, dans lequel est concentrée la majeure partie de la puissance totale émise. La brillance du faisceau combiné est ainsi fortement améliorée.

Les méthodes de combinaison cohérente peuvent être classées selon deux principales catégories : les méthodes de combinaison par voie active et celles par voie passive. Dans le premier cas, le système est basé sur l'utilisation d'un oscillateur maître injectant de multiples amplificateurs en parallèle. Les phases des différents faisceaux émis sont contrôlées et ajustées en temps réel grâce à des systèmes d'asservissement comportant à la fois des composants électroniques et optiques. La seconde approche est basée sur l'utilisation d'une cavité laser unique munie de multiples bras amplificateurs et sur le principe d'auto-organisation des lasers. Le spectre d'émission s'auto-ajuste de façon à minimiser les pertes intra-cavité, conduisant à des relations de phase fixes et contrôlées entre les faisceaux de sortie. Ces deux méthodes de combinaison vont maintenant être présentées plus en détails.

### **II.1. COMBINAISON PAR VOIE ACTIVE**

La combinaison par voie active est basée sur une architecture de type MOPA : *Master Oscillator Power Amplifier*. Le rayonnement issu d'un oscillateur maître est envoyé dans plusieurs amplificateurs en parallèle. Les relations de phase entre les faisceaux de sortie sont ensuite analysées et les erreurs de phase sont corrigées en temps réel par des modulateurs de

phase insérés sur chaque bras amplificateur grâce à une boucle de rétroaction. La superposition des faisceaux de sortie s'effectue en champ lointain seulement.

Il existe de nombreuses méthodes d'analyse de la phase des faisceaux de sortie. Elles peuvent être regroupées en deux grandes familles selon que cette analyse s'effectue en champ proche ou en champ lointain. Dans le premier cas, chaque faisceau amplifié est superposé à une onde de référence et la mesure des phases est effectuée en parallèle en utilisant autant de points de détection que de faisceaux de sortie. Les erreurs de phase entre chaque émetteur et le faisceau de référence sont mesurées et ajustées, grâce à des modulateurs de phase placés en amont des amplificateurs. Dans la seconde catégorie, l'analyse est réalisée à l'aide d'un détecteur unique positionné dans le plan de superposition des  $N$  faisceaux émis. La mesure est alors soit de nature fréquentielle par exemple avec une technique d'hétérodynage, soit de nature énergétique en mesurant l'amplitude du lobe principal de la figure d'interférences.

#### ▪ Analyse des phases en champ proche

Là encore, en réalisant une détection multi points en champ proche, il existe plusieurs façons de faire l'analyse de la surface d'onde composite constituée par les  $N$  faisceaux en sortie des fibres amplificatrices.

- L'une des approches consiste à prélever une partie de chaque faisceau élémentaire, à la sortie des amplificateurs, et à la faire interférer avec un faisceau de référence. Les déphasages entre les  $N$  faisceaux élémentaires et la référence sont mesurés à partir des  $N$  figures d'interférences. En 2006, le *MIT Lincoln Laboratory* a ainsi combiné jusqu'à 48 émetteurs utilisant des fibres passives à maintien de polarisation [5]. La mise en phase des 48 faisceaux de sortie s'effectue grâce à des cales piézo-électriques autour desquelles sont enroulées les fibres des différentes voies à combiner (Figure I.5). L'erreur de phase résiduelle obtenue est de  $\lambda/30$ .

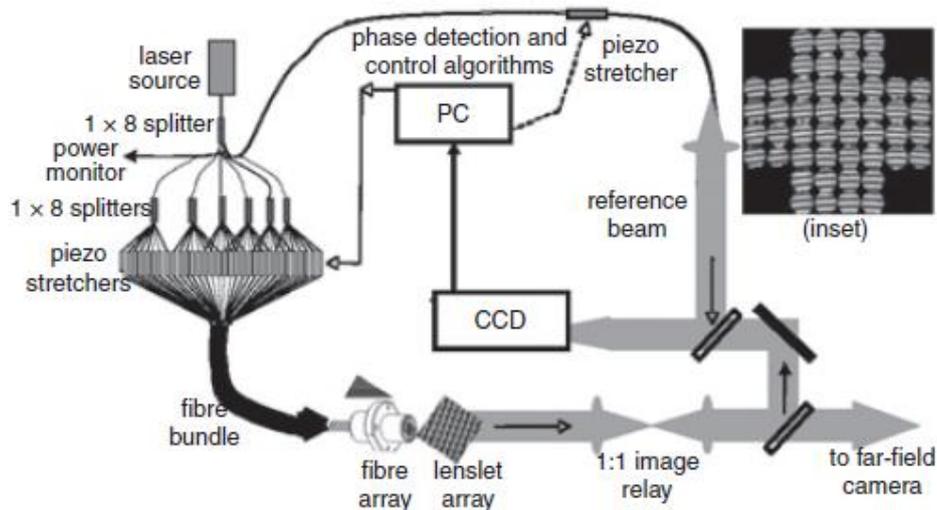


Figure I.5 : Combinaison cohérente de 48 faisceaux par contrôle actif des phases relatives ; inset : figures d'interférences entre chaque faisceau de sortie et le faisceau de référence [5]

- Une autre méthode consiste à décaler en fréquence un faisceau de référence par rapport au signal amplifié en parallèle. Dans ce cas, le déphasage entre chaque faisceau et le faisceau de référence est déterminé par détection hétérodyne. En 2006, *Northrop Grumman Space Technology* a ainsi combiné les faisceaux issus de deux chaînes d'amplification pour atteindre une puissance combinée exceptionnelle de 19 kW. Les milieux amplificateurs utilisés sont essentiellement des cristaux de Nd:YAG exploités dans une configuration de type « zig-zag » [6]. Le système de mise en phase est associé à de l'optique adaptative pour compenser les aberrations thermiques induites sur chacun des faisceaux de sortie (Figure I.6). Les faisceaux émis sont de section rectangulaire de façon à optimiser le taux de remplissage en champ proche, et ainsi maximiser la proportion de puissance contenue dans le lobe central en champ lointain. Le faisceau combiné a une divergence de 1,73 fois supérieure à celle minimale limitée par la diffraction. Dans une configuration semblable, la même équipe a atteint en 2010 la puissance record de 105 kW en combinant 7 chaînes amplificatrices. Le faisceau combiné est alors de divergence inférieure à 3 fois la limite de diffraction [7].

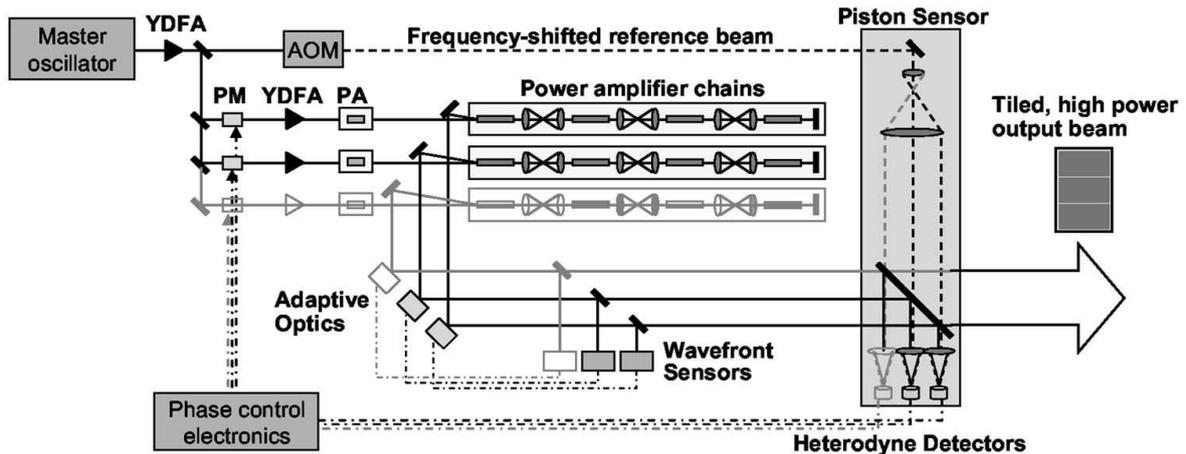


Figure I.6 : Principe de la combinaison cohérente de faisceaux par détection hétérodyne [6]

En 2006, une autre équipe de *Northrop Grumman* a combiné par la même méthode, les émissions de 4 amplificateurs fibrés d'une puissance totale de 470 W [8]. La même société a présenté en 2008 une autre configuration permettant la combinaison de 5 faisceaux issus d'amplificateurs fibrés [9]. L'originalité de cette dernière architecture réside dans l'utilisation d'un élément d'optique diffractive (DOE) pour combiner les faisceaux de sortie (Figure I.7). Ce composant permet de concentrer 91% de la puissance sur le lobe central (ordre 0 de diffraction), les 9% restant étant répartis sur les 10 ordres de diffraction suivants. Cette efficacité de combinaison élevée s'accompagne de plus d'une très bonne qualité spatiale de faisceau ( $M^2$  de 1,04).

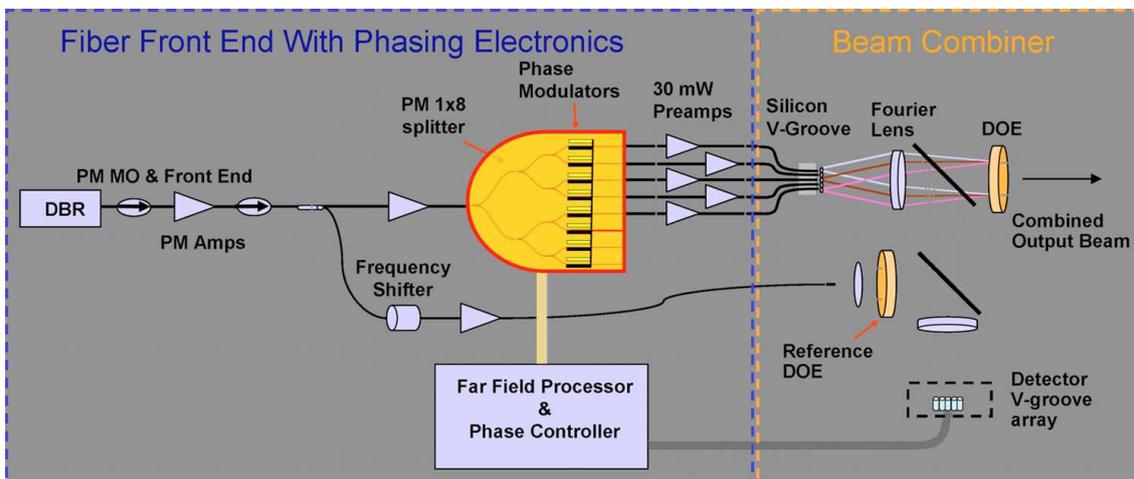


Figure I.7 : Architecture de combinaison cohérente de lasers utilisant un élément d'optique diffractive pour superposer les faisceaux de sortie [9]

- En 2008, *Thales Research and Technology* ont quant à eux combiné, par holographie numérique, les faisceaux guidés par trois fibres en associant une caméra CCD comme détecteur multipoints à une matrice de cristaux liquides qui réalise l'hologramme de précompensation de front d'onde en amont des trois fibres [10]. La caméra CCD

enregistre les franges d'interférences formées par un faisceau sonde contrapropagatif dans les trois fibres du système étudié et un faisceau référence (Figure I.8). Le champ d'interférences obtenu est directement affiché, sans étape de traitement du signal, sur une matrice de cristaux liquides (ou SLM pour *Spatial Light Modulator*). Cet hologramme numérique est lu en temps réel par le faisceau à amplifier qui est alors le conjugué en phase du champ sonde. Ce faisceau sonde a subi des déphasages différentiels par propagation dans les trois fibres, ce qui permet de précompenser le front d'onde du faisceau signal initial. Les trois faisceaux sont alors cophasés en sortie des fibres, quelles que soient les perturbations environnementales subies par celles-ci. Cette méthode ne nécessite pas de système d'asservissement complexe. Néanmoins, elle est principalement limitée par la bande passante du système de lecture et d'écriture des matrices CCD et cristaux liquides qui est inférieure à la centaine de Hertz.

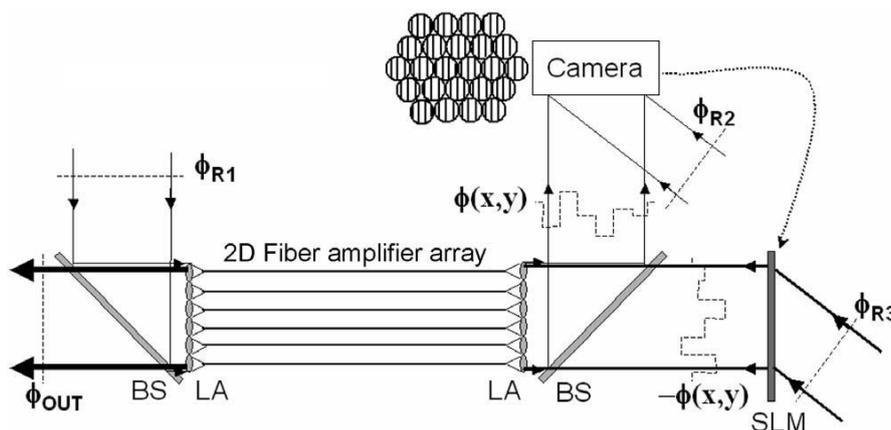


Figure I.8 : Combinaison cohérente de faisceaux par holographie numérique ;  $\Phi(x,y)$  faisceau sonde contrapropagatif,  $\Phi_{R1}$ ,  $\Phi_{R2}$  et  $\Phi_{R3}$  faisceaux de référence [10]

#### ▪ Analyse des phases en champ lointain

Ci-après sont rapportées les façons de faire l'analyse des relations de phase entre les différents faisceaux en utilisant un détecteur unique placé en champ lointain. La mesure est réalisée alors soit par un marquage fréquentiel associé à un traitement numérique soit par une mesure de l'énergie du lobe principal de la figure d'interférences.

- Dans le cas du marquage fréquentiel, chacun des faisceaux est modulé à une fréquence différente, bien plus élevée que la fréquence de coupure des modulations qui corrigent les variations de phase. La démodulation est auto-référencée, ce qui permet d'extraire les signaux d'erreur de phase entre les  $N$  faisceaux amplifiés avec un unique détecteur. Comme précédemment, les erreurs de phase sont corrigées par des modulateurs de

phase par l'intermédiaire d'une boucle de rétroaction, afin de maximiser l'intensité du lobe central du champ lointain.

Par cette méthode, les laboratoires HRL (*Hughes Research Laboratories*) ont combiné en 2005 les faisceaux issus de 7 amplificateurs fibrés [11]. Le marquage fréquentiel de chaque émetteur, ainsi que l'ajustement des phases relatives, s'effectue en modulant le courant de pompage des différents amplificateurs (Figure I.9). Chaque faisceau de pompage est modulé à une fréquence propre, autour de 20 kHz, ce qui permet de différencier chacune des voies amplificatrices. Une modification du niveau de pompage provoque une variation de l'indice de réfraction du milieu amplificateur par non-linéarité résonante (relations de Kramers-Kronig), ce qui conduit à une variation de la phase du faisceau guidé dans l'amplificateur. Une variation de 1 A du courant de pompage suffit à induire une variation de phase de  $2\pi$ . Cette méthode est principalement limitée par la vitesse du système d'asservissement pour corriger les phases ( $0,2 \pi/\text{ms}$ ).

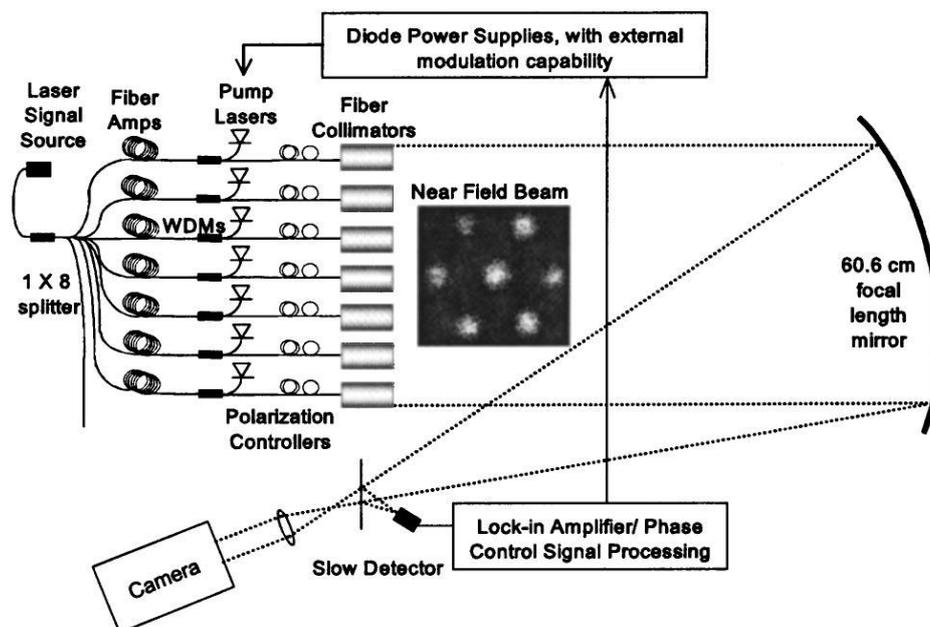


Figure I.9 : Contrôle actif de la phase par modulation du courant de pompage [11]

T. M. Shay et ses collaborateurs ont également utilisé cette technique, mais en utilisant des modulateurs électro-optiques pour à la fois marquer chaque faisceau d'une fréquence radio différente et pour ajuster leurs phases relatives (Figure I.10) [12]. Ils ont nommé leur méthode de combinaison LOCSET, pour *Locking of Optical Coherence by Single detector Electronic Tagging*. Deux procédés ont été développés. Le premier, appelé *Self-synchronous LOCSET*, utilise la méthode décrite

précédemment : tous les faisceaux élémentaires sont modulés temporellement, et par un traitement du signal approprié, il est possible de déterminer le déphasage de chacun par rapport à la phase moyenne de tous les émetteurs. Dans le second procédé, appelé *Self-referenced LOCSET*, une des voies, participant également à la combinaison en champ lointain, n'est pas modulée et sert de référence. Le décalage en phase déterminé est donc celui de chaque émetteur par rapport à cette voie. Dans les deux cas, le système électronique de contrôle des phases est identique. En 2007, les validations expérimentales de ces procédés ont été effectuées avec 9 voies amplificatrices à fibre. La puissance totale émise est de 100 W, et l'erreur de phase résiduelle de  $\lambda/20$  pour les deux procédés. En 2009, la même équipe a présenté la combinaison de 5 amplificateurs fibrés, utilisant la technique *Self-synchronous LOCSET*, et délivrant la puissance combinée de 725 W avec une erreur de phase résiduelle de  $\lambda/60$  [13].

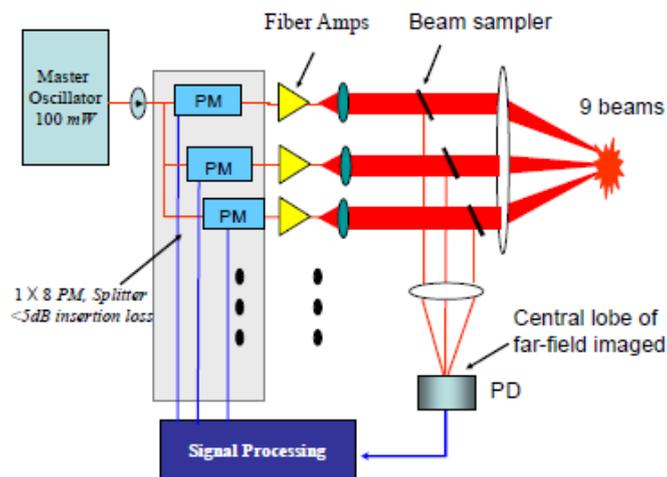


Figure I.10 : Combinaison cohérente avec contrôle actif de la phase grâce à un détecteur unique [12]

- D'autres méthodes utilisent un algorithme itératif basé sur la diffusion d'erreur pour mettre en phase les N faisceaux amplifiés. Les faisceaux ne sont alors plus modulés en fréquence. Le détecteur unique ne mesure que l'amplitude du lobe central de la figure de diffraction à l'infini résultant de la combinaison des N faisceaux. A chaque itération, des perturbations volontaires et arbitraires sont imposées sur les phases relatives des N faisceaux grâce à des modulateurs de phase. L'amplitude du signal détecté est enregistrée et comparée à celle attendue lorsque théoriquement les N faisceaux sont cophasés. Un algorithme calcule alors la variation du signal d'erreur afin de maximiser l'intensité reçue par le détecteur. Les algorithmes les plus souvent utilisés sont de type SPGD (*Stochastic Parallel Gradient Descent*), et issus de l'optique adaptative. C'est avec cet algorithme que A. Vorontsov et ses collaborateurs

ont mis en phase les faisceaux issus de 7 fibres passives [14]. Pour cela, ils ont utilisé trois systèmes d'asservissement : le premier pour ajuster les phases relatives des 7 émetteurs, le second pour égaliser l'amplitude des faisceaux de sortie, et le troisième pour ajuster l'inclinaison du front d'onde de chaque faisceau (Figure I.11). L'algorithme SPGD leur permet d'atteindre 100 000 itérations par seconde pour une bande passante du système de 1 kHz.

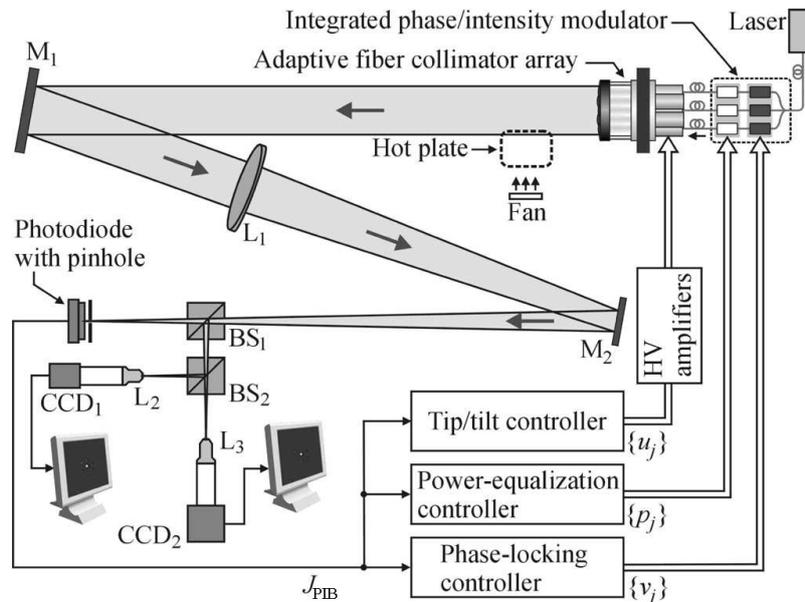


Figure I.11 : Architecture intégrant une mise en phase des rayonnements grâce à un algorithme de diffusion itérative d'erreur [14]

En 2010, X. Wang *et al.* ont présenté leurs travaux concernant la combinaison de 4 émetteurs, constitués de fibres amplificatrices générant 1 W chacune, en utilisant cette même méthode : une boucle de rétroaction employant l'algorithme SPGD et reliée à des modulateurs de phase sert à contrôler les phases relatives des 4 émetteurs. Ils obtiennent un contraste de la figure d'interférences de 80%. La puissance obtenue dans le lobe central est de 75% celle théorique attendue [15].

- La même année à Xlim, la mise en phase de 49 faisceaux a été réalisée [16]. Ces faisceaux sont issus d'une fibre passive à 49 cœurs non couplés (Figure I.12). L'algorithme utilisé, plus systématique et donc de temps de calcul plus long que les SPGD, consiste à balayer toutes les combinaisons de phase possibles, avant de sélectionner celle produisant le lobe central, résultant de la superposition cohérente des  $N$  faisceaux en champ lointain, le plus intense. L'ajustement des phases relatives est réalisé à l'aide d'une matrice de cristaux liquides (SLM). Une bonne efficacité de combinaison, de 96%, a été obtenue. Le temps nécessaire à ce système pour cophaser

les faisceaux est cependant très long (de l'ordre de la minute) et bridé par l'algorithme non optimisé de recouvrement de la phase utilisé.

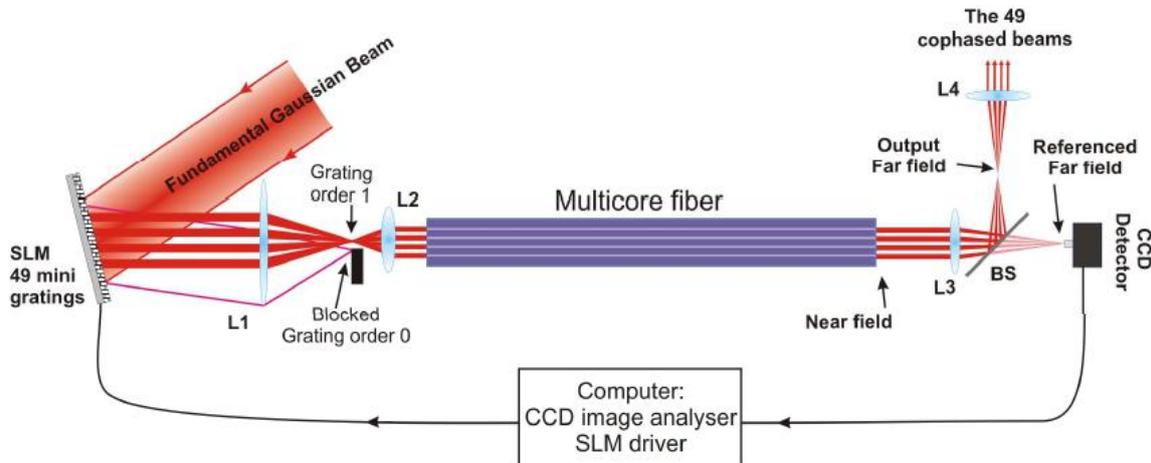


Figure I.12 : 49 émetteurs combinés avec contrôle actif de la phase [16]

En conclusion, ces méthodes de combinaison par voie active ont permis d'obtenir d'excellents résultats à la fois en termes de puissance et de nombre de lasers combinés. Cependant, chacune d'elles exige la mise en œuvre d'un système d'asservissement complexe qui nécessite un grand nombre de composants éventuellement coûteux, et qui a une bande passante limitée. Cette bande passante doit être suffisamment grande comparée aux fréquences caractéristiques du spectre de bruit de phase des amplificateurs pour assurer le cophasage. En régime d'émission continue avec des amplificateurs fibrés, différentes équipes ont montré que les principales composantes spectrales sont situées dans la gamme kilohertz [17], ce qui est accessible avec la plupart des asservissements à l'exception de ceux utilisant des systèmes vidéo. On peut maintenant s'interroger sur la possibilité de corriger, avec ces techniques actives, les variations de phase en régime impulsionnel, qui peuvent se produire pendant la durée de l'impulsion et qui proviennent d'une variation brutale de l'inversion de population (relations de Kramers-Kronig). Ces aspects seront abordés dans la dernière partie de ce chapitre.

## **II.2. COMBINAISON PAR VOIE PASSIVE**

Les méthodes de mise en phase par voie passive permettent de s'affranchir des systèmes électroniques d'asservissement complexes. En effet, elles exploitent les propriétés d'auto-organisation des lasers. Ces méthodes sont basées sur l'utilisation d'une cavité laser unique dans laquelle sont insérés de multiples bras amplificateurs en parallèle. Le verrouillage des phases peut être réalisé en imposant des contraintes spatiales ou spectrales appropriées,

qui forcent le laser à émettre sur un jeu de fréquences de résonance spécifique minimisant les pertes intra-cavité. Une autre façon de mettre en phase plusieurs lasers par voie passive exploite les échanges d'énergie (injection mutuelle) entre les différentes sources élémentaires. Dans tous les cas, les fréquences de résonance s'auto-ajustent au cours du temps au grès des perturbations thermiques, environnementales, subies par le laser, pour maintenir une émission en phase.

### II.2.1. VERROUILLAGE DES PHASES PAR FILTRAGE SPECTRAL

La combinaison cohérente de rayonnements lasers peut être obtenue de façon passive dans une cavité interféromètre, par exemple de type Michelson ou Mach-Zehnder. Un composant à division d'amplitude, comme une séparatrice, combine les faisceaux issus des divers milieux amplificateurs qui partagent ensuite un bras commun de la cavité jusqu'au coupleur de sortie (Figure I.13). Un unique faisceau sort de la cavité. Contrairement aux autres méthodes de combinaison présentées, la combinaison est donc réalisée à la fois en champ proche et en champ lointain. Les faisceaux élémentaires ajustent spontanément leur phase relative pour minimiser les pertes sur l'élément combineur en interférant de façon constructive vers la voie commune de sortie du système laser, et destructive sur la voie à fuites. Les modes longitudinaux de ce laser interféromètre correspondent aux fréquences de résonance communes aux différentes sous-cavités du système. Le nombre de modes communs entre les différents lasers est ainsi lié au nombre et aux longueurs des sous-cavités impliquées.

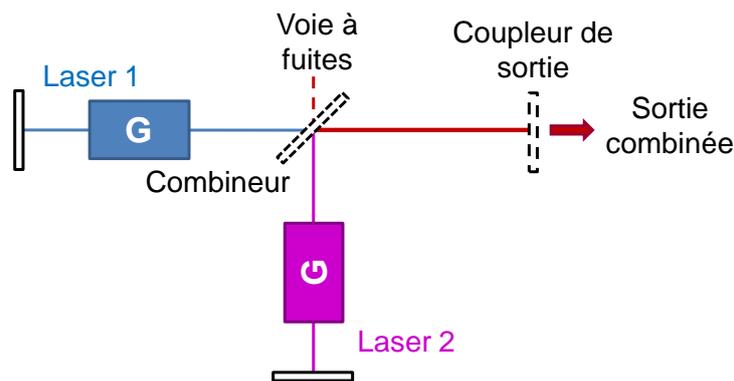


Figure I.13 : Principe de la combinaison cohérente dans une cavité interféromètre de type Michelson.

Plusieurs configurations ont été étudiées, que ce soit avec des éléments combineurs fibrés ou massifs.

#### • Utilisation de coupleurs fibrés

Dès 2002, le laboratoire Xlim a proposé deux architectures pour coupler des lasers à fibre dans une cavité interféromètre, ceci en utilisant des coupleurs fibrés 2 vers 2 de

coefficient de partage 50/50 [18]. Les architectures expérimentées sont de type Michelson ou Mach-Zehnder (Figure I.14). Les amplificateurs utilisés sont des fibres dopées Erbium pompées cœur par une diode laser unimodale. Les cavités sont fermées à une extrémité par un réseau de Bragg fibré, de réflectivité maximale, à l'autre extrémité la face clivée droite de la fibre constitue le miroir de sortie. Dans le premier cas, un seul coupleur 50/50 est utilisé comme élément combineur. Un des ports de sortie du coupleur constitue la voie commune du système. L'autre port du coupleur est clivé en angle afin d'éviter toute rétroaction dans la cavité, constituant ainsi la voie à fuite du système laser. La seconde architecture est de configuration symétrique à la première, avec pour intérêt de ne nécessiter qu'un unique réseau de Bragg commun aux différents lasers élémentaires. Ces architectures, qui ont l'avantage d'être entièrement fibrées, ont permis d'atteindre des efficacités de combinaison de 99%, à faible puissance.

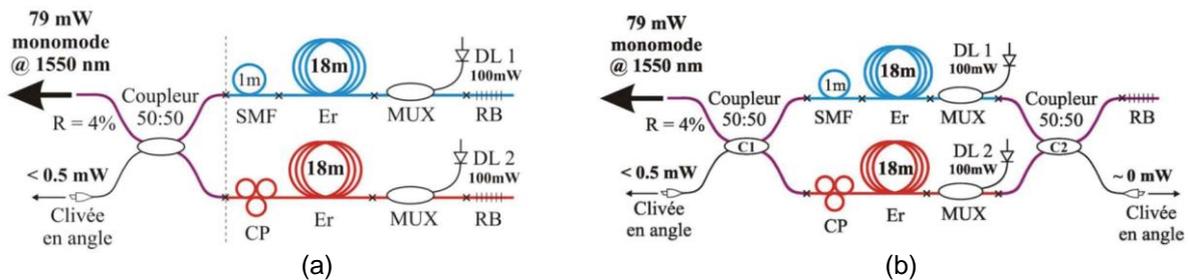


Figure I.14 : Combinaison cohérente de deux lasers à fibre dans une cavité interféromètre de type (a) Michelson et (b) Mach-Zehnder ; SMF : fibre unimodale, CP : contrôleur de polarisation, Er : fibre dopée Erbium, MUX : multiplexeur en longueur d'onde, RB : réseau de bragg, DL : diode laser [18]

Durant la même période, des résultats similaires ont été obtenus par l'Institute for Laser Science de Tokyo qui a publié en 2004 le couplage de 8 lasers dans une architecture de type Michelson (Figure I.15). L'efficacité de combinaison obtenue est alors de 85% [19]. Cette valeur, plus faible que dans les cas précédents, est due à la raréfaction du nombre de modes longitudinaux communs aux différentes sous-cavités avec l'augmentation du nombre de lasers élémentaires à coupler.

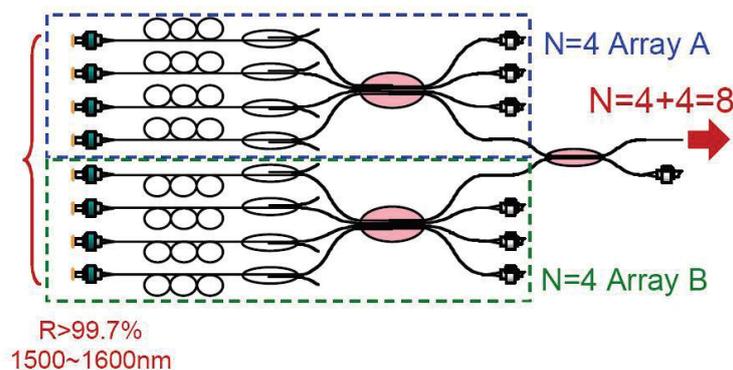


Figure I.15 : Huit lasers à fibre combinés dans une architecture de type Michelson [19]

En 2009, B. Wang et ses collaborateurs ont atteint la puissance combinée de 50,1 W en couplant deux lasers à fibre de large cœur, de diamètre de champ de mode égal à  $12,3 \mu\text{m}$  à 1060 nm, capables de supporter de fortes densités de puissance [20].

En effet, l'inconvénient principal de cette méthode est que le dernier combineur fibré doit supporter la totalité de la puissance résultant de la combinaison de tous les faisceaux en sortie du système laser. Une alternative consiste à faire superposer les faisceaux en espace libre, donc grâce à un élément combineur massif bénéficiant d'une section éclairée plus large que celle d'éléments fibrés.

#### ▪ Utilisation d'éléments combineurs massifs

Toujours en utilisant des amplificateurs fibrés, les laboratoires HRL ont présenté la combinaison de deux puis dix lasers dans une configuration de type Michelson [21]. La superposition des lasers se fait cette fois en espace libre grâce à une cascade de séparatrices 50/50 (Figure I.16). Le couplage des dix lasers élémentaires montre une bonne efficacité de combinaison d'environ 75% à faible puissance, pour des lasers élémentaires émettant 0,6 W chacun.

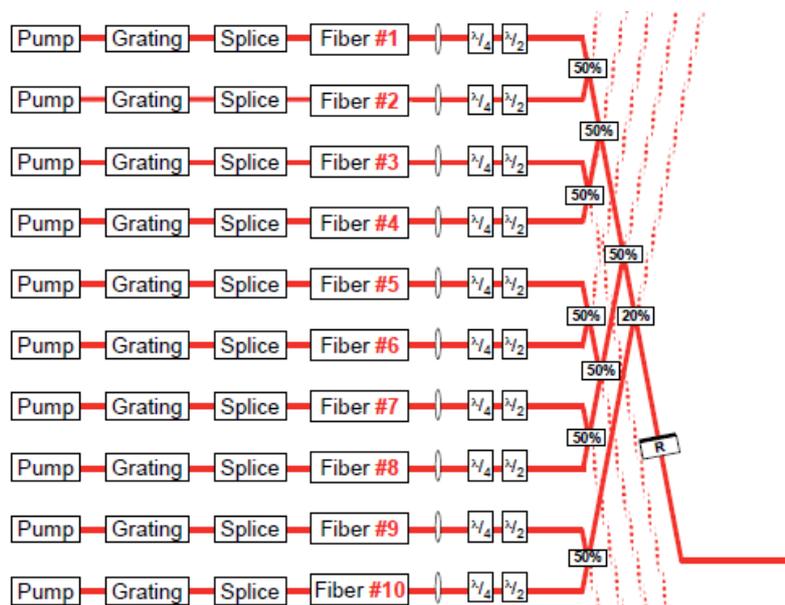


Figure I.16 : Architecture permettant de coupler 10 faisceaux grâce une combinaison en espace libre [21]

La combinaison dans une cavité interféromètre de lasers à milieux amplificateurs cristallins a quant à elle été réalisée dès 2002 par le laboratoire Xlim [22]. D. Sabourdy *et al.* ont en effet combiné deux lasers constitués de barreaux de Nd:YAG pompés par diode laser, dans une architecture de type Michelson (Figure I.17). Une séparatrice sert d'élément combineur. Cette configuration a permis d'atteindre une efficacité de combinaison de 97,5%

pour une puissance combinée de 3,8 W. En utilisant la même architecture, Q. Peng *et al.* ont atteint en 2006 la puissance combinée de 41,5 W en couplant également deux lasers constitués de barreaux de Nd:YAG [23].

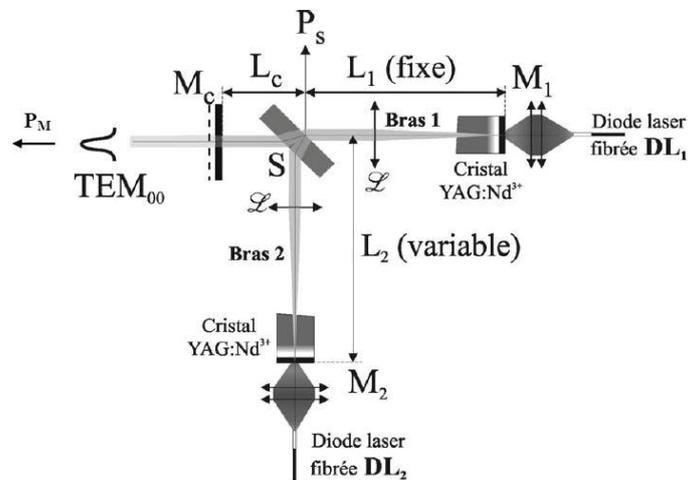


Figure I.17 : Deux lasers à milieux amplificateurs cristallins couplés dans une cavité de type Michelson [22]

En 2007, L. Shimshi et ses collaborateurs ont étendu cette architecture à 25 faisceaux combinés [24]. Ils ont pour cela utilisé deux lames à faces parallèles dotées de plusieurs traitements diélectriques et spécialement conçues pour combiner 5 faisceaux. Les traitements réfléchissants de ces lames sont choisis afin que les poids de chacun des 25 faisceaux soient identiques sur la voie commune (Figure I.18). Les 25 faisceaux sont issus du même barreau de Nd:YAG en amont duquel a été positionné un masque doté d'autant d'ouvertures (même milieu amplificateur, mais des zones de gain spatialement distinctes). Ces 25 faisceaux indépendants sont recombinaisonnés grâce à la lame décrite précédemment. Le faisceau de sortie obtenu est de bonne qualité spatiale ( $M^2 = 1,19$ ). Néanmoins, l'efficacité de combinaison mesurée est mauvaise (égale à 30%) et est expliquée par les défauts géométriques et optiques des lames réalisant la combinaison.

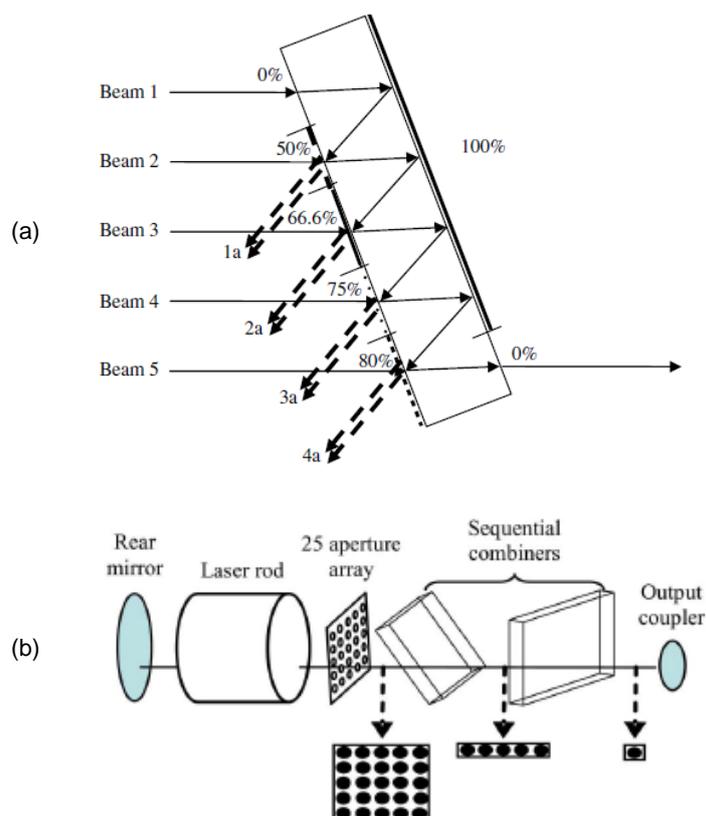


Figure 1.18 : (a) Lame utilisée pour combiner 5 faisceaux, (b) Combinaison cohérente de 25 faisceaux grâce à deux de ces lames [24]

Dans chacune de ces méthodes de combinaison dans une cavité interféromètre, tous les faisceaux se superposent intra-cavité sur le dernier élément combineur et le coupleur de sortie. L'intérêt de ces architectures est donc limité par la densité de puissance que peuvent supporter ces éléments. Par conséquent, les configurations présentées ne semblent pas favorables à une montée en puissance de très forte envergure.

## II.2.2. VERROUILLAGE DES PHASES PAR FILTRAGE SPATIAL

La combinaison cohérente de lasers peut être réalisée par voie passive en insérant un filtre spatial intra-cavité, là où se superposent l'ensemble des faisceaux élémentaires, de façon à favoriser par diffraction (processus cohérent) l'échange d'énergie entre sous-cavités. Généralement, dans une cavité ramifiée, il existe un plan transverse dans lequel les faisceaux élémentaires sont distribués périodiquement (champ proche). Les phases de ces faisceaux vont alors s'auto-ajuster afin de minimiser les pertes intra-cavité imposées par le filtre spatial placé dans le champ lointain. Différentes architectures lasers ont été envisagées pour bénéficier d'un tel filtrage.

L'une d'elles consiste à réaliser, grâce à une lentille convergente, une opération de transformée de Fourier afin d'afficher intra-cavité le spectre de fréquences spatiales de la

sortie des amplificateurs et opérer un filtrage dans ce plan où se superposent et interfèrent les faisceaux. Le filtre spatial est conçu pour imposer les zéros de la figure de diffraction attendue en champ lointain, par exemple celle pour laquelle les faisceaux élémentaires sont en phase. Cette configuration est étudiée par Xlim dès les années 1990 [25]. Un cristal de Nd:YAG pompé longitudinalement par quatre diodes lasers génère autant de faisceaux gaussiens élémentaires. Le champ lointain résultant de la superposition de ces faisceaux, affiché sur le miroir de sortie de la cavité, est verrouillé par un filtre spatial constitué d'un réseau de fils opaques rectilignes. Il matérialise les zéros du champ du spectre de fréquences spatiales. Les phases relatives des quatre faisceaux s'ajustent alors pour satisfaire ces conditions.

C'est avec ce type d'architecture que L. Liu et ses collaborateurs ont réalisé, en 2004, le couplage de deux lasers à fibre dopée Ytterbium (Figure I.19) [26]. Une efficacité de combinaison de 92% a été obtenue, pour des lasers élémentaires émettant 240 mW chacun.

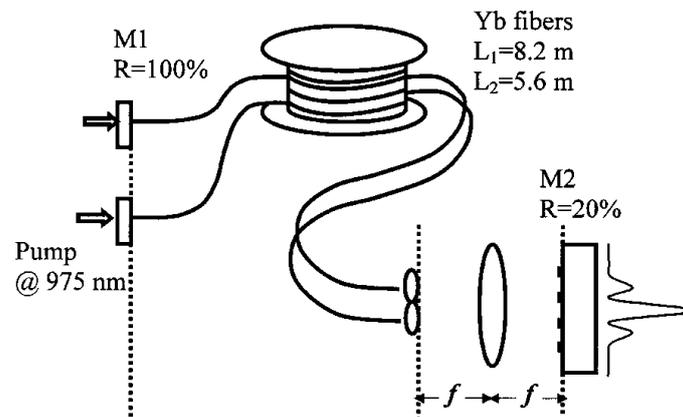


Figure I.19 : Combinaison cohérente par filtrage spatial intra-cavité [26]

En 2011, un record de 1000 émetteurs cophasés a été obtenu avec ce procédé de filtrage dans deux plans conjugués au sens de Fourier, par le *Weizmann Institut of Science* [27]. Ces émetteurs sont verrouillés en phase dans une cavité dégénérée. En effet, tous les faisceaux partagent le même milieu amplificateur, un cristal de Nd:YAG pompé de façon uniforme, un masque constitué de 1000 ouvertures permettant la génération d'autant de faisceaux indépendants (Figure I.20). Les 1000 faisceaux parcourent ensuite des trajets strictement identiques dans la cavité. Ainsi, toutes les sous-cavités possèdent les mêmes modes longitudinaux et le laser composite oscille sur ce spectre de fréquences. Les rayonnements sont ensuite mis en phase ou en opposition de phase selon le filtre spatial introduit dans le plan de Fourier.

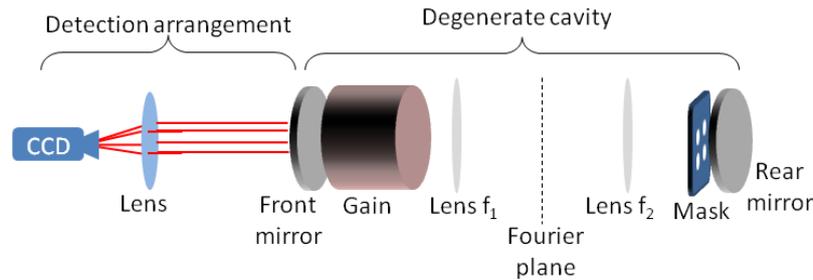


Figure I.20 : 1000 émetteurs couplés par filtrage spatial [27]

Une autre configuration, présentée par Xlim, utilise un élément d'optique diffractive (DOE) comme filtre spatial [28]. Les lasers élémentaires utilisés sont les mêmes que ceux de la référence [25] décrits précédemment. Les phases relatives des quatre émetteurs s'ajustent pour maximiser la puissance transportée par le faisceau sortant sur l'ordre 0 de l'élément d'optique diffractive (Figure I.21). Ainsi, 82% de la puissance totale émise est concentrée sur le lobe central de la figure de diffraction correspondant à l'ordre zéro de l'élément d'optique diffractive.

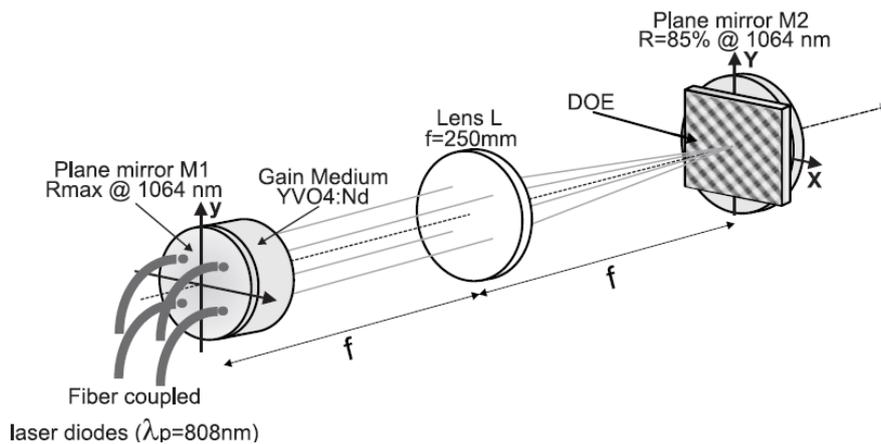


Figure I.21 : Cavité à transformée de Fourier utilisant un élément d'optique diffractive [28]

Le principal inconvénient de ces méthodes est qu'elles nécessitent la conception de filtres spatiaux, ou plus généralement d'éléments diffractifs, capables de supporter de fortes densités de puissance. Une solution, développée par C. J. Corcoran et ses collaborateurs, permet de se passer de l'utilisation d'un tel composant. La lentille à transformée de Fourier est cette fois accolée au miroir de sortie, les deux plans focaux de cette lentille sont ainsi confondus et correspondent au plan dans lequel sont contenues les extrémités des fibres (Figure I.22). Ce sont donc elles qui servent de filtre spatial. Le bon fonctionnement de ce système auto-imageur impose un choix judicieux de la focale de la lentille et de la période de distribution des fibres pour que les champs proche et lointain soient identiques. Sept émetteurs ont ainsi été mis en phase et le contraste des franges d'interférences obtenues est de 87% [29].

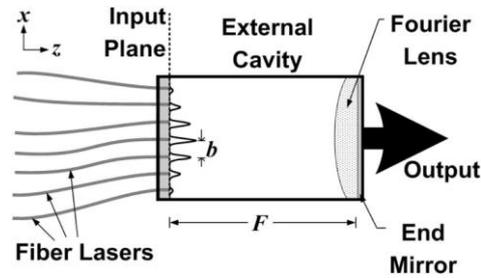


Figure I.22 : Principe de la cavité auto-imageuse [29]

En 2007, le laboratoire Xlim a proposé une nouvelle configuration laser à émetteurs multiples réalisant un filtrage spatial intra-cavité en champ lointain, simple à mettre en œuvre, tout en s'affranchissant des fortes densités de puissance dans ce plan. Le filtrage est réalisé par l'extrémité d'une fibre unimodale placée dans le plan conjugué au sens de Fourier de la sortie des bras amplificateurs. La fibre et la focale de la lentille qui réalise la transformée de Fourier sont choisies afin que seul le lobe central de ce champ lointain soit collecté. L'information de phase présente dans ce signal filtré est ensuite redistribuée de manière équivalente par la fibre unimodale vers l'ensemble des fibres amplificatrices de la cavité composite annulaire. Les phases des  $N$  émetteurs vont ainsi s'ajuster de façon à maximiser ce qui est injecté dans la boucle de rétroaction, et donc minimiser les pertes intra-cavité. La majeure partie de la puissance est extraite de la cavité sous la forme de  $N$  faisceaux de sortie, alors qu'une infime partie est envoyée vers la fibre unimodale de la boucle de rétroaction (Figure I.23). La validation de cette nouvelle méthode de mise en phase passive a été réalisée avec quatre lasers à fibre dopée Erbium [30].

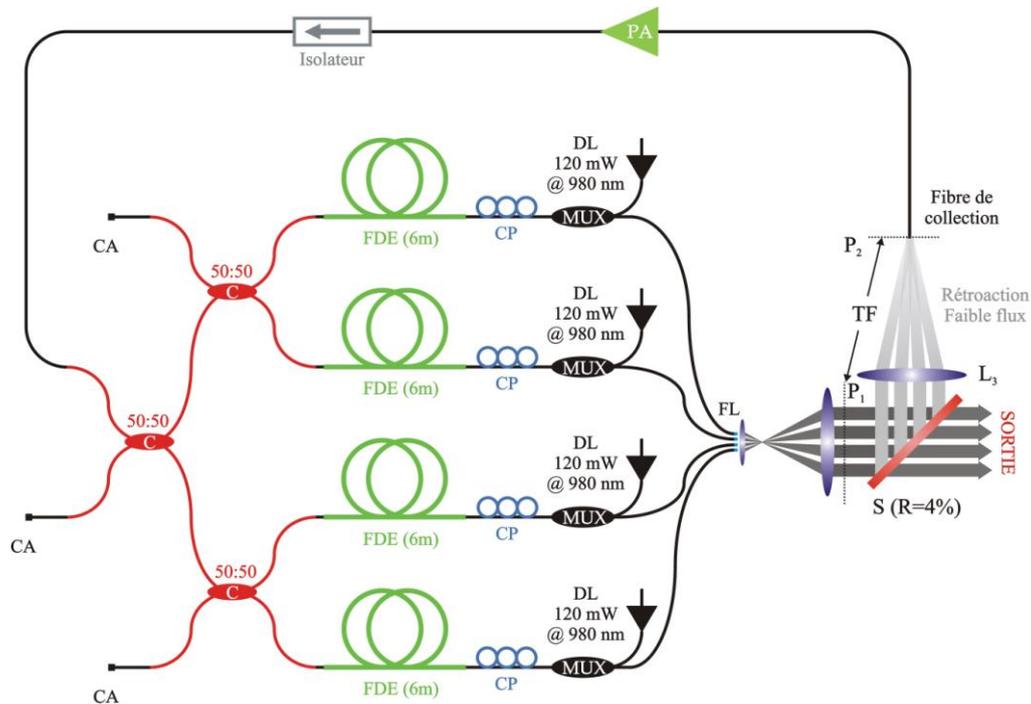


Figure I.23 : Combinaison cohérente par filtrage spatial intra-cavité ; CA : clive en angle, C : coupleur fibré, FDE : fibre dopée Erbium, CP : contrôleur de polarisation, DL : diode laser, S : séparatrice [30]

Les records en termes de puissance combinée et de lasers cophasés avec cette configuration ont été atteints en 2008 par les sociétés *Northrop Grumman* et *Aculight Corporation*. Quatre lasers à fibre dopée Ytterbium ont délivré une puissance totale de 710 W (Figure I.24) avec 45% de la puissance contenue dans le lobe central de la figure de diffraction en champ lointain [31]. Puis, 16 lasers de 5 W ont été mis en phase avec une puissance crête en champ lointain environ 10 fois supérieure à celle obtenue lorsque les phases ne sont pas contrôlées [32].

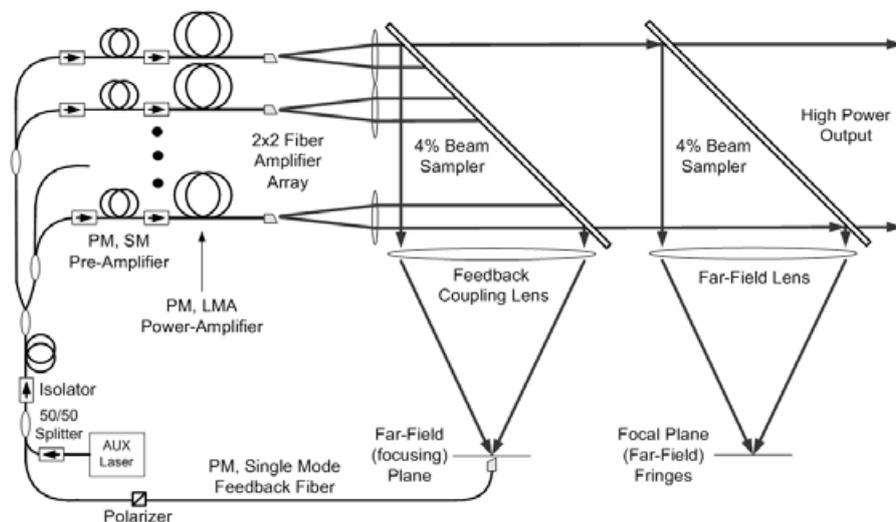


Figure I.24 : Combinaison cohérente de 4 lasers à fibre dopée Ytterbium [31]

L'intérêt de cette dernière méthode à cavité annulaire vient du fait que la superposition des faisceaux sur la fibre de collection est réalisée dans une zone « froide » de la cavité. En effet, seulement une très faible partie du rayonnement est envoyée dans la boucle de rétroaction. De cette façon, aucun élément n'a à supporter la totalité de la puissance résultant de la superposition des N faisceaux.

### **II.2.3. VERROUILLAGE DES PHASES PAR INJECTION MUTUELLE**

Cette méthode consiste à prélever intra-cavité une partie du rayonnement issu d'un des lasers élémentaires et à l'injecter dans la cavité du ou des lasers voisins. Les différents lasers s'échangent ainsi de l'énergie et forment un oscillateur composite à N voies amplificatrices émettant autant de faisceaux verrouillés en phase. Le principal avantage de ce type de configuration, y compris par rapport à celui décrit dans le paragraphe précédent, vient du fait que les faisceaux ne sont superposés en aucun plan dans la cavité. Cela signifie que cette méthode de verrouillage en phase de multiples émissions lasers semble particulièrement bien adaptée à la réalisation de sources de puissance. Le laser composite oscille sur les modes longitudinaux communs aux différentes sous-cavités. Plusieurs configurations ont été expérimentées pour combiner des lasers de façon cohérente par injection mutuelle. Les échanges d'énergie sont soit réalisés par l'intermédiaire de sous-cavités externes aux oscillateurs à cophaser, soit à l'aide de coupleurs intégrés dans ces oscillateurs permettant d'imbriquer les différentes cavités.

#### **▪ Injection mutuelle par cavité externe**

En 2005, Q. Wang *et al.* ont couplé deux lasers à milieux amplificateurs cristallins grâce à un miroir de renvoi concave et partiellement réfléchissant placé en sortie des lasers élémentaires [33]. Une partie du faisceau émis par un laser est réfléchi par ce miroir de réinjection vers la cavité du laser voisin, et réciproquement (Figure I.25). Les faisceaux émis, traversant le miroir commun de réinjection, se recombinaient ensuite en champ lointain et forment des franges d'interférences contrastées et stables, ce qui est une signature d'un déphasage constant entre les deux lasers. Les longueurs de cavités élémentaires différentes et les faibles facteurs de surtension des cavités couplées permettent de favoriser les congruences modales entre ces deux lasers, c'est-à-dire les coïncidences entre les modes longitudinaux oscillant dans chacune des deux cavités, et donc favorisent le verrouillage en phase.

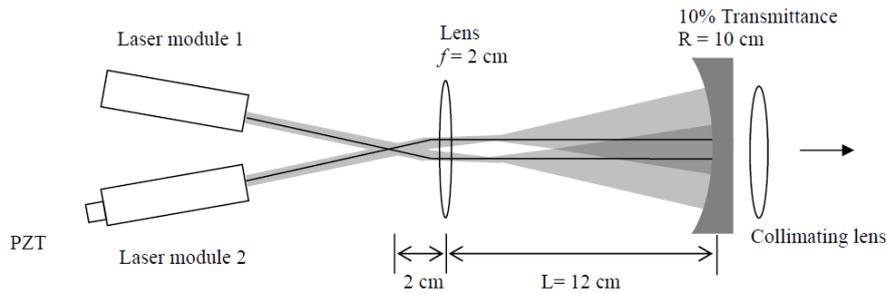


Figure I.25 : Couplage de deux lasers par réinjection à l'aide d'une cavité externe [33]

En 2010, B. Zhao et ses collaborateurs ont présenté une architecture similaire permettant le couplage de deux lasers à fibre [34]. Un réseau de Bragg partiellement réfléchissant et commun aux deux cavités permet l'injection d'un laser sur l'autre (Figure I.26). Cette architecture a permis d'atteindre la puissance combinée de 407 W. Néanmoins, le verrouillage en phase entre les deux lasers n'est pas optimisé car le contraste des franges d'interférences obtenues n'est que de 46%.

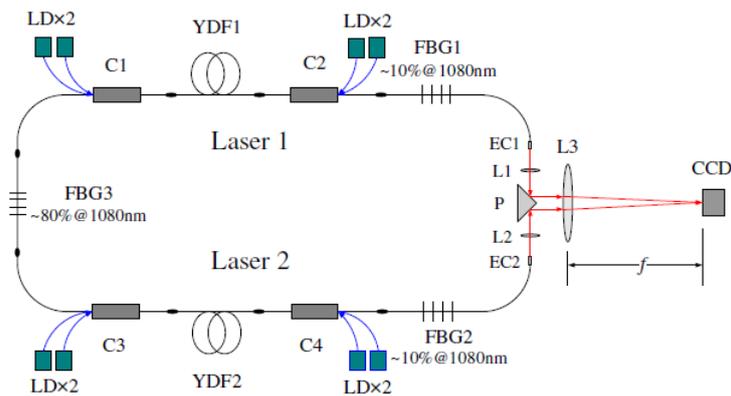


Figure I.26 : Couplage de deux lasers grâce à un réseau de Bragg commun [34]

#### ▪ Injection mutuelle par cavités amplificatrices imbriquées

Le verrouillage en phase d'émissions lasers par injection mutuelle ne nécessite pas forcément une réinjection par cavité externe comme l'ont démontré R. M. Kurtz et ses collaborateurs en 2005 [35]. Les deux lasers utilisés, intégrant des barreaux de Nd:YVO<sub>4</sub>, s'échangent de l'énergie grâce à deux séparatrices, de réflectivité 16,4%, insérées dans chacune des cavités élémentaires (Figure I.27). Les faisceaux émis par les cristaux de Nd:YVO<sub>4</sub> sont polarisés. Ainsi, la rotation d'un polariseur placé sur le bras commun de la cavité permet de faire varier le taux d'injection d'un laser sur l'autre. Le laser émet deux faisceaux qui sont recombinaisonnés hors cavité grâce à une séparatrice. Des franges d'interférences contrastées, résultant de la superposition des deux faisceaux, ont été observées avec de très faibles taux d'injection, dès 0,5%.

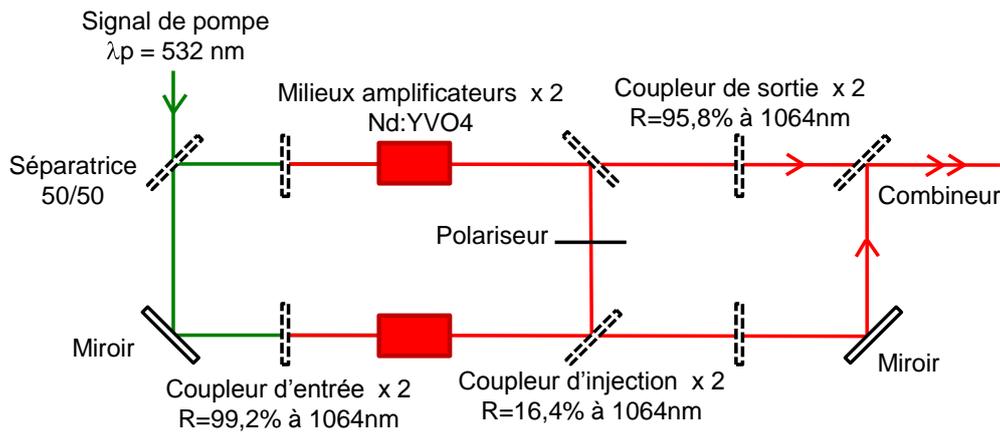


Figure I.27 : Dispositif de combinaison cohérente de lasers par injection mutuelle intra-cavité [35]

E. Ronen *et al.* ont quant à eux combiné en 2008 cinq faisceaux en utilisant un cristal de calcite et deux lames quart d'onde pour l'injection d'un laser sur l'autre [36]. Le milieu amplificateur, un barreau de Nd:YAG, est commun à tous les émetteurs, un masque constitué de cinq ouvertures et accolé à ce barreau permettant la génération d'autant de faisceaux indépendants. Le cristal de calcite est placé intra-cavité. Les lames quart d'onde sont positionnées de part et d'autre de ce cristal et sont utilisées pour modifier la direction de la polarisation des faisceaux issus du barreau pompé, et ainsi permettent de faire varier le taux d'injection (Figure I.28). En effet, une des composantes de la polarisation traverse le cristal sans que son axe de propagation ne soit modifié, alors que la composante orthogonale est réfractée par le cristal et injectée dans la cavité du laser voisin. Les auteurs annoncent un contraste des franges d'interférences résultant de la superposition des 5 faisceaux de 80%, et une efficacité de combinaison de 91,5%. Par la même méthode, jusqu'à 24 lasers ont été couplés, ceci en ajoutant dans la cavité composite un deuxième cristal de calcite orienté orthogonalement et une lame demi-onde entre les deux cristaux. Le contraste des franges d'interférences observées est alors de 80% et l'efficacité de combinaison est de 82%. Utiliser un milieu amplificateur ainsi que des éléments de couplage communs à tous les émetteurs a permis de favoriser les congruences modales entre les différents lasers, ceci en égalisant les longueurs ou différences de longueurs des sous-cavités. Cette configuration particulière sera reprise plus en détails dans le chapitre 3, lors de l'étude de la montée en nombre de lasers cophasés.

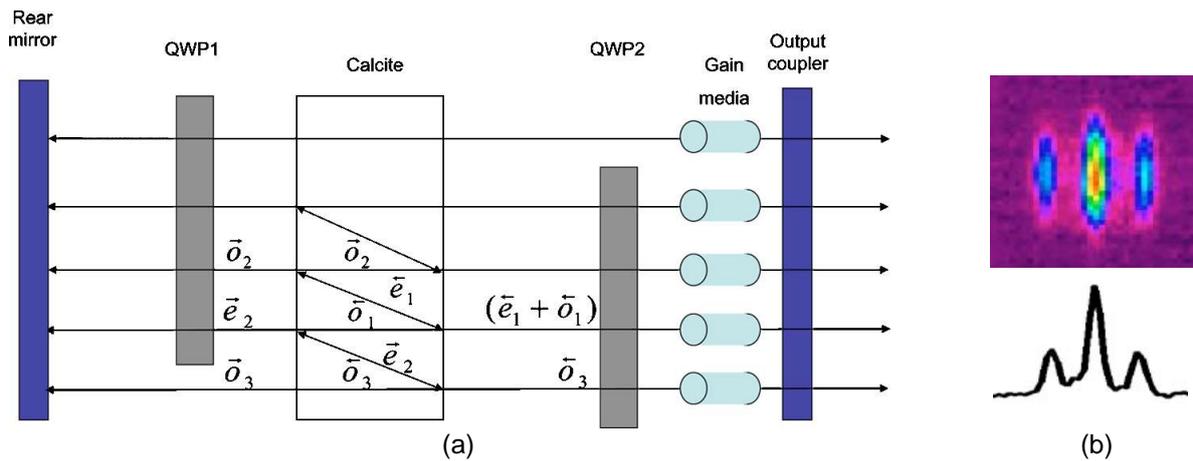


Figure I.28 : (a) Schéma de principe de cinq lasers couplés par injection mutuelle grâce à un cristal de calcite, (b) Franges d'interférences observées [36]

Des réalisations fibrées ont également été exploitées dans des configurations de couplage par injection mutuelle. En utilisant la même architecture que celle présentée en figure I.27, le *College of Optoelectronic Science and Engineering* de Changsha a couplé deux lasers à fibres grâce à des coupleurs fibrés 80/20. 20% de la puissance issue d'un des deux lasers est prélevée pour être injectée dans la cavité du second laser grâce à un autre coupleur, ce qui correspond à un taux d'injection d'un laser sur l'autre de 4%. Les franges d'interférences observées présentent un contraste de 90% [37]. En 2009, le même laboratoire a présenté les résultats correspondant au verrouillage en phase de 4 lasers par injection mutuelle [38]. Le couplage s'effectue grâce à des coupleurs un vers trois de coefficients de partage 90/5/5 (Figure I.29). Les auteurs annoncent une efficacité de combinaison de 86% avec cette architecture. Néanmoins, le verrouillage en phase semble très sensible aux perturbations environnementales, ce qui se traduit par une instabilité des franges d'interférences en contraste et en position.

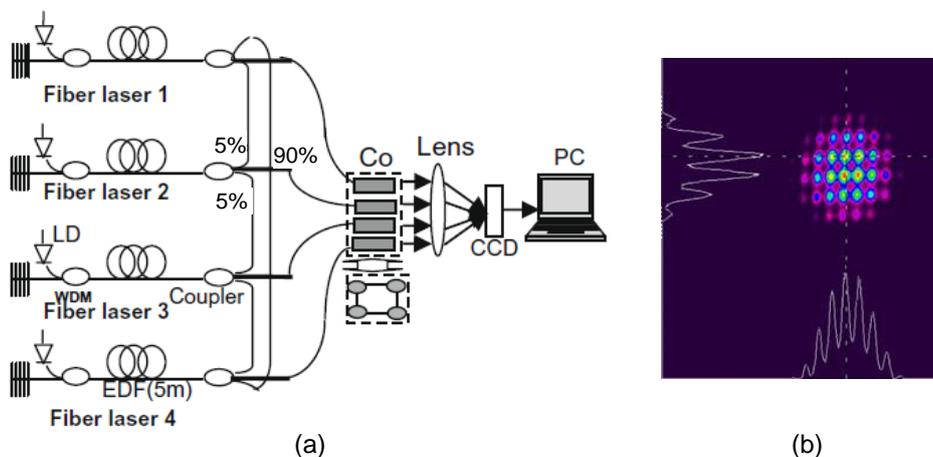


Figure I.29 : (a) Combinaison cohérente de quatre lasers à fibre par injection mutuelle intra-cavité, (b) Franges d'interférences observées [38]

Dans une autre configuration, développée par B. Lei et ses collaborateurs, des isolateurs sont ajoutés aux voies communes, afin de limiter le nombre de sous-cavités et ainsi maximiser le nombre de coïncidences entre les modes longitudinaux oscillant dans les différentes sous-cavités [39]. Trois lasers à fibre dopée Erbium ont ainsi été couplés (Figure I.30). Malgré l'apport des isolateurs, l'instabilité des franges d'interférences est également observée.

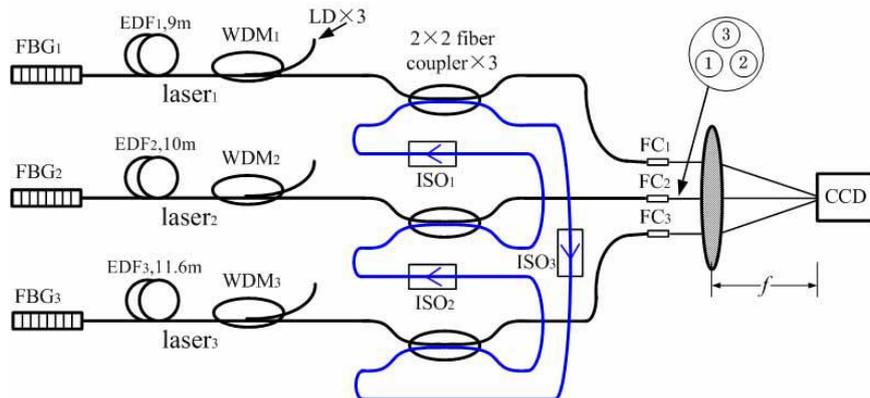


Figure I.30 : Trois lasers à fibre verrouillés en phase grâce à une boucle unidirectionnelle de couplage [39]

Ces méthodes de couplage par injection mutuelle ont pour avantages d'être simple à mettre en œuvre, et de ne pas créer de « points chauds » dans la cavité. En effet, les faisceaux se superposent uniquement en sortie du système. Elles seraient donc favorables à la montée en puissance. Néanmoins, plusieurs points sont à éclaircir, notamment sur l'instabilité des franges d'interférences observées avec les dernières architectures présentées. Cette méthode de combinaison fait donc partie des configurations étudiées au cours de cette thèse. Elle est analysée dans le second chapitre de ce manuscrit. Nous établirons en particulier les propriétés de cohérence temporelle des rayonnements émis par ce type de source pour caractériser le contraste et la stabilité des franges.

### **III. COMBINAISON DE LASERS EN REGIME IMPULSIONNEL**

Le fonctionnement de lasers en régime impulsionnel permet d'atteindre des puissances crêtes extrêmes ou des énergies qui peuvent être préjudiciables aux composants d'un système unique d'amplification. Par exemple, dans le domaine des sources fibrées, si en régime continu les performances énergétiques sont équivalentes à celles de systèmes massifs, en régime impulsionnel, elles sont bien inférieures. Cette limitation est liée au seuil d'apparition d'effets non-linéaires indésirables ou au seuil d'endommagement des composants, à cause du fort confinement spatio-temporel du champ dans le guide. C'est pourquoi la combinaison de plusieurs lasers impulsionnels permettrait d'atteindre des niveaux d'énergie bien supérieurs à celui qu'un seul oscillateur peut produire. Les deux principaux régimes de fonctionnement impulsionnel sont le régime déclenché et le régime à modes synchronisés.

Le régime impulsionnel peut être obtenu par modulation des pertes intra-cavité, on parle alors de régime déclenché. Deux phases successives décomposent ce régime de fonctionnement. Lors de la première phase, de fortes pertes sont introduites dans la cavité, le gain est alors insuffisant pour permettre l'émission laser. Néanmoins en raison du pompage, l'inversion de population dans le milieu amplificateur augmente. Lorsque l'inversion de population maximale est atteinte, le niveau de pertes est brusquement réduit. Une impulsion intense est alors émise, la durée de cette impulsion dépend des caractéristiques du laser mais se situe généralement dans la gamme nanoseconde. Les modulateurs de pertes utilisés sont soit actifs comme les modulateurs mécaniques, acousto-optiques ou électro-optiques, soit passifs comme l'absorbant-saturable  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG par exemple.

Une autre méthode pour obtenir un régime impulsionnel consiste à verrouiller en phase les modes longitudinaux oscillant dans la cavité laser, il s'agit du régime de fonctionnement à modes synchronisés. Lors d'un régime de fonctionnement continu, les modes longitudinaux possèdent entre eux des relations de phases aléatoires et fluctuantes au cours du temps. Le rayonnement émis est donc affecté de fluctuations rapides dues aux interférences entre ces modes longitudinaux. Lorsque, localement dans le temps, plusieurs modes longitudinaux sont en phase, il apparaît une augmentation de la puissance crête du rayonnement émis. Le fonctionnement en régime de modes synchronisés consiste à favoriser cette puissance crête élevée, c'est-à-dire à favoriser la mise en phase de tous les modes longitudinaux. De nombreuses techniques et composants ont été développés pour verrouiller ces modes en phase. Ce sont les techniques passives qui permettent de produire les impulsions

les plus brèves, comme le *Kerr-lens mode-locking*, la rotation non-linéaire de polarisation dans les systèmes fibrés ou les absorbants saturables à semi-conducteurs par exemple. La fréquence de récurrence de ces impulsions est inversement proportionnelle à la longueur de la cavité laser.

La mise en phase de lasers en régime impulsionnel est cependant plus complexe qu'en régime continu car celle-ci doit être effective sur la durée de l'impulsion. Le système de mise en phase doit donc prendre en compte, dans l'absolu, le régime transitoire pendant lequel plusieurs phénomènes interviennent et peuvent sensiblement déséquilibrer le régime établi des relations de phase des faisceaux émis. Ceci est particulièrement vrai pour les régimes basse cadence, haute énergie où la phase peut évoluer avec l'écroulement brutal du gain au démarrage de l'impulsion (relations de Kramers-Kronig). En réalité, ce régime transitoire n'est pas forcément pris en compte par les techniques actives de mise en phase. Très peu d'études ont été rapportées dans la littérature scientifique sur la combinaison cohérente d'émissions lasers en régime de fonctionnement impulsionnel comparativement à celles présentées pour un fonctionnement continu. Je donne ici quelques architectures expérimentées très récemment, et qui utilisent les différentes méthodes de combinaison précédemment décrites en régime de fonctionnement continu.

### **III.1. COMBINAISON INCOHERENTE**

Dans le domaine de la combinaison par multiplexage spectral, une expérience a été menée pour combiner quatre émissions lasers impulsionnelles en régime déclenché. Les quatre sources émettent à des longueurs d'onde différentes, comprises entre 1030 et 1036 nm. Les faisceaux sont superposés sur l'élément combineur, un réseau de diffraction. Leur angle d'incidence est choisi de façon à imposer un angle d'émergence commun aux quatre faisceaux en sortie du système. En régime impulsionnel, il est nécessaire de contrôler le retard temporel relatif entre les trains d'impulsions émis par les sources élémentaires (Figure I.31). De cette façon, les différents faisceaux se superposent spatialement et temporellement en sortie du réseau de diffraction. T. Schreiber et ses collaborateurs de l'Université de Jena ont ainsi obtenu une impulsion combinée de durée 2,2 ns à la fréquence de 50 kHz [40]. Une efficacité de combinaison supérieure à 97% a été atteinte. La puissance moyenne mesurée est de 187 W, ce qui correspond à une énergie de 3,7 mJ par impulsion. Le point faible de cette méthode de

combinaison, qui est ici exacerbé par rapport au régime de fonctionnement continu, vient de la très forte densité de puissance que doit supporter l'élément combineur.

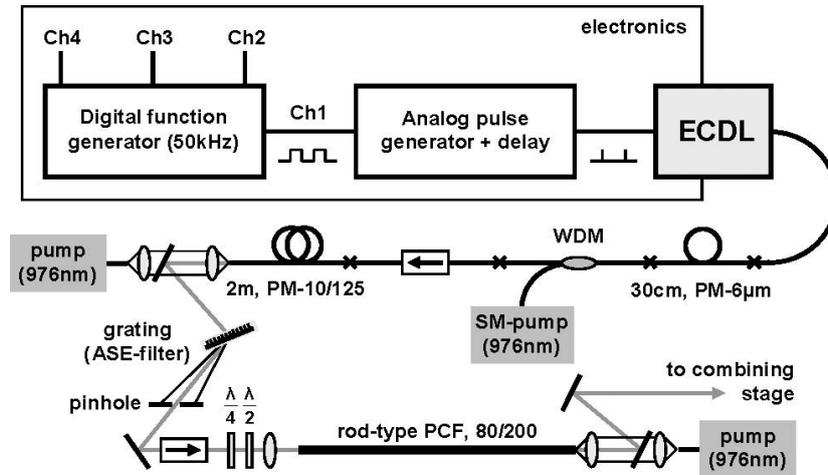


Figure I.31 : Source élémentaire utilisée pour la combinaison incohérente de quatre faisceaux en régime d'impulsion nanoseconde [40]

### III.2. COMBINAISON COHERENTE PAR CONTROLE ACTIF DE LA PHASE

Très récemment, des systèmes MOPA ont également été utilisés pour combiner de façon cohérente et active des trains d'impulsions que ce soit en régime de fonctionnement déclenché ou à modes synchronisés. La mise en phase d'impulsions nécessite une bande passante du système d'asservissement élevée car supérieure à la fréquence de récurrence des impulsions. De plus, le synchronisme entre les impulsions issues des différents bras amplificateurs doit être géré par autant de lignes à retard optiques.

En 2011, L. Lombard *et al.*, de l'ONERA, ont cophasé deux émissions impulsionnelles en contrôlant les relations de phase d'un signal sonde continu injecté dans les deux bras amplificateurs [41]. Cette approche suppose que le passage des impulsions dans chacun des amplificateurs n'entraîne pas de variations différentielles de la phase sur la durée de ces impulsions. Dans la configuration présentée, l'oscillateur maître génère un train d'impulsions de durée 70 ns à 10 kHz et un niveau continu de faible puissance lié au taux d'extinction imparfait du modulateur qui crée ces impulsions. Ce signal est injecté dans deux amplificateurs fibrés disposés en parallèle (Figure I.32), avant d'être recombinaison par une séparatrice. Un détecteur est placé sur une des voies de sortie de cette séparatrice. Il est précédé d'un modulateur acousto-optique qui permet de rejeter les impulsions et de ne garder que le niveau continu. La mise en phase des deux émetteurs est réalisée grâce à ce

rayonnement continu, par une boucle de rétroaction reliée à un modulateur de phase en amont de l'un des amplificateurs (détection synchrone). La phase de cet émetteur est ajustée de façon à observer des interférences destructives, soit une puissance minimale, sur une voie de la séparatrice, et des interférences constructives sur l'autre voie qui correspond à la sortie du système. La puissance crête générée par chacun des amplificateurs n'excède pas 100 W de façon à limiter les effets non-linéaires dus au passage de l'impulsion dans les fibres. La variation de phase prédite est alors de  $\lambda/30$ . Le signal combiné est constitué d'impulsions de durée 100 ns, et montre une efficacité de combinaison de 95%. L'erreur de phase résiduelle obtenue est de  $\lambda/27$ .

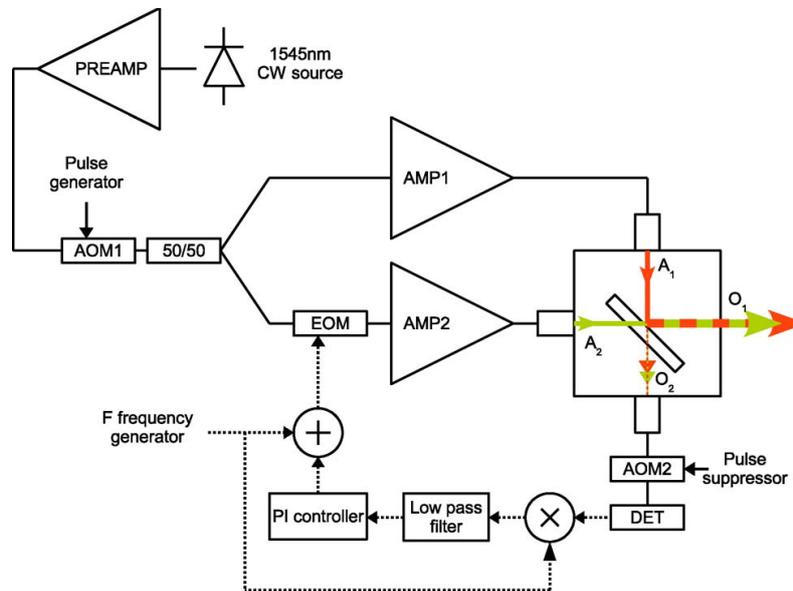


Figure I.32 : Dispositif de combinaison cohérente de deux signaux impulsionnels de quelques dizaines de nanosecondes de durée par contrôle actif de la phase [41]

La même année, L. Daniault et ses collaborateurs ont présenté la combinaison de deux rayonnements impulsionnels femtosecondes, en ajustant directement cette fois les phases relatives entre les signaux impulsionnels [42]. Un oscillateur génère des impulsions de durée 260 fs à la fréquence de 35 MHz. Ces impulsions sont préalablement étirées (nouvelle durée des impulsions : 150 ps) puis injectées dans deux amplificateurs fibrés de large aire modale et dopés Ytterbium (Figure I.33). Une séparatrice en aval des amplificateurs assure la dernière étape de combinaison spatiale des deux trains d'impulsions. L'ajustement des phases est réalisé par l'intermédiaire d'un modulateur de phase électro-optique de bande passante élevée (supérieure à 1 GHz). En sortie du système, les impulsions résultantes sont ensuite compressées. Les impulsions de durée 325 fs ainsi obtenues présentent une bonne qualité à la fois spatiale et temporelle. La puissance moyenne mesurée est de 4,3 W, et l'erreur de phase résiduelle est de  $\lambda/40$ .

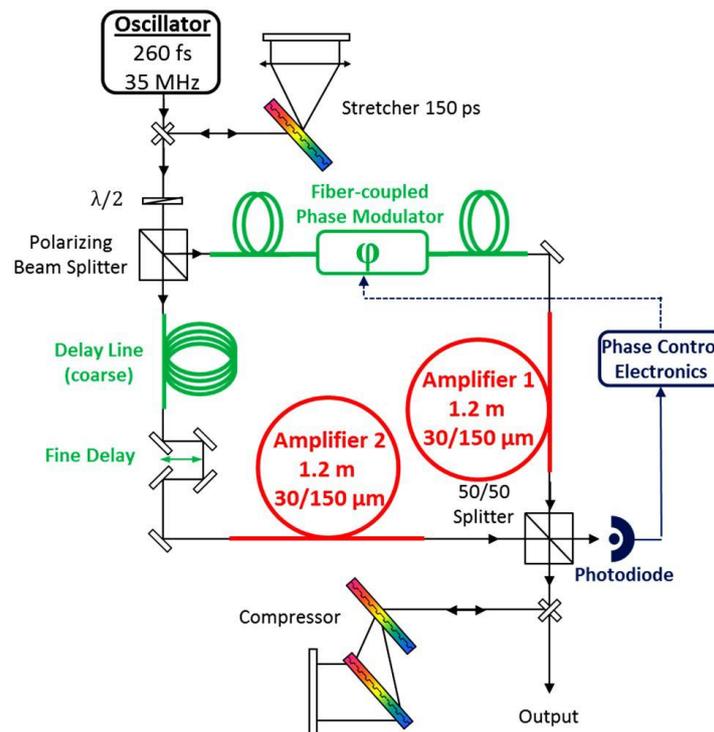


Figure I.33 : Configuration MOPA à deux voies amplificatrices, dédiée à la combinaison cohérente active d'impulsions femtosecondes [42]

E. Seise et ses collaborateurs de l'Université de Jena ont mis en œuvre une architecture similaire en intégrant dans le système une combinaison par polarisation [43]. Deux cubes polariseurs sont utilisés : le premier pour partager en deux le signal issu de l'oscillateur maître et le second pour combiner les faisceaux en sortie des amplificateurs (Figure I.34). Une partie du faisceau en sortie de ce dernier cube polariseur est prélevée et analysée grâce à un système de détection de type Hänsch-Couillaud. Ce système est composé d'une lame quart d'onde et d'un cube polariseur, en sorties duquel sont placées deux photodiodes. L'erreur de phase est ensuite calculée grâce aux signaux mesurés par ces photodiodes, et corrigée par l'intermédiaire d'une ligne à retard piézo-électrique placée sur l'un des bras amplificateurs. Une puissance moyenne de 18,2 W est mesurée en sortie du système de combinaison. Une énergie combinée de 120  $\mu\text{J}$ , correspondant à une efficacité de combinaison de 91%, a été obtenue. La durée des impulsions en sortie du système est de 800 fs.

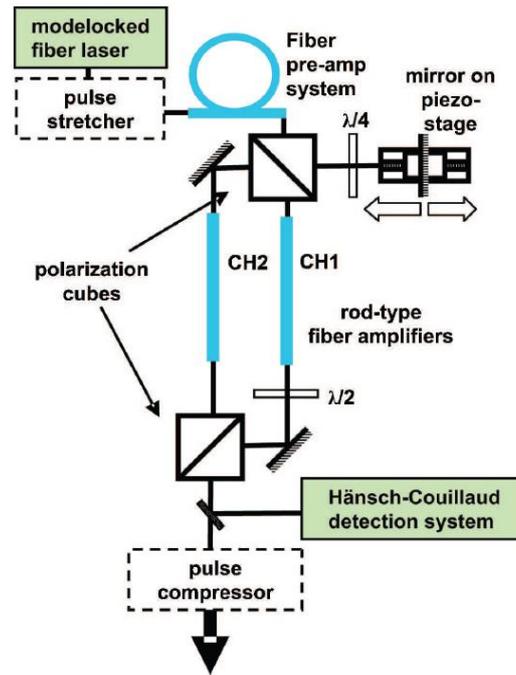


Figure I.34 : Dispositif de combinaison par polarisation et contrôle actif de la phase de faisceaux émettant des impulsions femtosecondes [43]

Ces deux dernières expériences réalisées à niveau de pompage élevé et haute cadence, montrent que les performances des systèmes de combinaison cohérente par voie active se rapprochent de celles obtenues en fonctionnement continu. En effet, on peut admettre que les trains d'impulsions en régime de modes synchronisés ne peuvent pas dépleter les niveaux excités sur la durée des impulsions et à ces fréquences de récurrences élevées. Le système d'asservissement peut ainsi être identique à celui employé en régime de fonctionnement continu. La différence principale vient alors du fait qu'en régime de modes synchronisés il est nécessaire de compenser la différence de temps de groupe entre les signaux, contrairement au cas du fonctionnement continu. En déclenché, les variations de population sont beaucoup plus abruptes et, la plupart du temps, le passage de l'impulsion dans l'amplificateur doit conduire à un déphasage quasi-instantané dépendant du profil temporel de l'impulsion. Cet aspect n'a pas encore été abordé dans le peu d'études rapportées jusqu'à présent.

### **III.3. COMBINAISON COHERENTE PAR VERROUILLAGE EN PHASE**

#### **PASSIF**

D'autres configurations, utilisant les propriétés d'auto-organisation des lasers, ont été expérimentées pour combiner de façon cohérente des émissions impulsives. En effet, en 2004, A. A. Ishaaya *et al.* ont combiné deux faisceaux dans une cavité interféromètre de type Michelson en régime continu et en régime impulsif [44]. Cette cavité est constituée d'un

milieu amplificateur, un barreau de Nd:YAG, commun aux deux lasers élémentaires (Figure I.35). Un élément combineur monobloc permet de superposer les deux faisceaux amplifiés sur le bras commun de cette architecture interféromètre. Un modulateur électro-optique est inséré sur la voie commune du laser à deux bras amplificateur. Cette configuration permet ainsi le fonctionnement des lasers couplés en régime impulsionnel déclenché. Ces lasers délivrent des impulsions de durée 20 ns. Les deux trains d'impulsions obtenus ajustent automatiquement leur phase relative en temps réel afin de minimiser les pertes intra-cavités et maximiser l'énergie sur la voie commune du système. Le principe de fonctionnement du processus de mise en phase est le même que celui déjà décrit dans le paragraphe concernant le régime continu. On peut observer que, dans cette architecture, le combineur, le modulateur et le coupleur de sortie doivent supporter de très forte densité de puissance au passage des impulsions combinées.

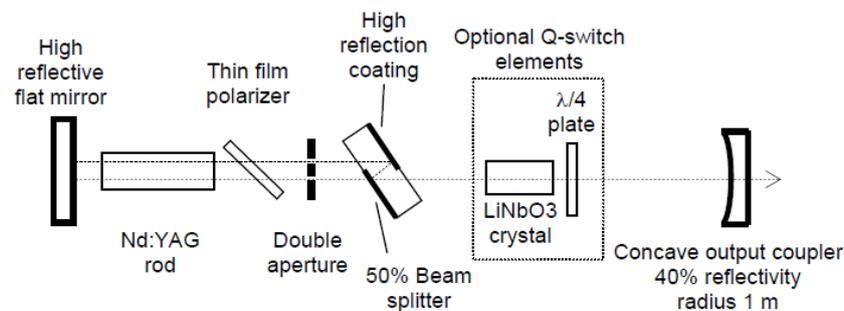


Figure I.35 : Deux lasers massifs en régime impulsionnel déclenché combinés dans une cavité interféromètre [44]

Simultanément, le laboratoire Xlim a démontré qu'il était possible de combiner de façon efficace les émissions impulsionnelles de lasers à fibre dans une architecture très proche de celle décrite précédemment. En effet, la combinaison cohérente de deux lasers à fibre dopée Erbium pompée cœur en régime impulsionnel déclenché a été réalisée dans une architecture de type Mach-Zehnder [45]. Cette architecture permet d'insérer le modulateur acousto-optique fibré (AOM), qui provoque le régime déclenché, sur le bras commun en amont des amplificateurs, afin de lui éviter de supporter de trop fortes puissances crêtes (Figure I.36). Des impulsions de durée 650 ns à la fréquence de 10 kHz ont ainsi été générées et ont permis d'atteindre une puissance moyenne de 18 mW, ce qui correspond à une efficacité de combinaison de 81%.

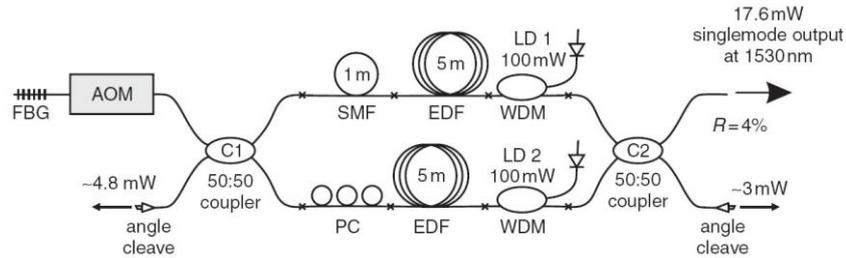


Figure I.36 : Deux lasers fibrés en régime impulsionnel déclenché combinés dans une cavité interféromètre ; FBG : réseau de Bragg fibré, AOM : modulateur acousto-optique, SMF : fibre unimodale, PC : contrôleur de polarisation, EDF : fibre dopée Erbium, WDM : multiplexeur en longueur d'onde, LD : diode laser [45]

F. Kong *et al.* de l'Université de New-York ont quant à eux présenté en 2007 la combinaison cohérente par filtrage spatial intracavité de deux lasers fonctionnant en régime impulsionnel déclenché [46]. Les deux faisceaux se superposent intra-cavité au foyer d'une lentille. Un absorbant saturable (un cristal de Cr:YAG) est placé dans ce plan et génère le fonctionnement impulsionnel des deux lasers élémentaires (Figure I.37). Le verrouillage en phase des deux lasers s'effectue grâce à un filtre spatial positionné juste après l'absorbant saturable, sur le coupleur de sortie M2. Le faisceau combiné est constitué d'impulsions de durée 1,5 ns. Il délivre une énergie par impulsion de 10  $\mu$ J, ce qui correspond à une puissance crête de 6,67 kW.

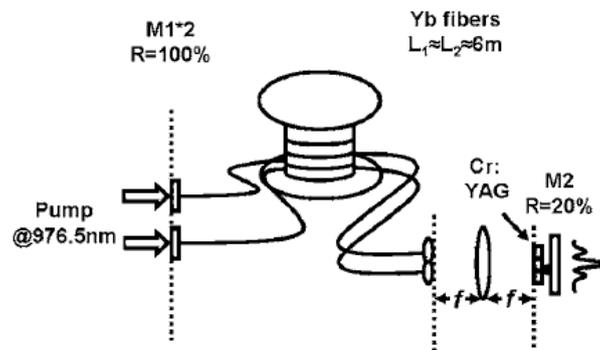


Figure I.37 : Deux lasers en régime impulsionnel combinés par filtrage spatial [46]

Enfin en 2009, la combinaison cohérente par injection mutuelle de deux lasers en régime de fonctionnement impulsionnel a été présentée par X. Wang et ses collaborateurs [47]. Les deux lasers en anneau partagent une voie commune intra-cavité par l'intermédiaire de deux coupleurs, l'injection mutuelle entre les deux cavités s'effectue grâce à cette voie commune (Figure I.38). Un modulateur électro-optique est placé sur le bras commun et permet le fonctionnement en régime impulsionnel. Les deux lasers couplés génèrent des impulsions synchrones très longues de durée 10  $\mu$ s à la fréquence de 27,5 kHz. Chaque émetteur délivre une puissance moyenne de 7,5 mW, pour une efficacité de combinaison de

90%. Les franges d'interférences résultant de la superposition des deux faisceaux de sortie sont cependant peu contrastées (contraste de 44%). Cette expérience n'est pas très convaincante quant à l'efficacité de mise en phase, cependant l'avantage de cette configuration par rapport aux autres architectures expérimentées est qu'aucun élément n'a à supporter la totalité de l'énergie résultant de la superposition des deux trains d'impulsions.

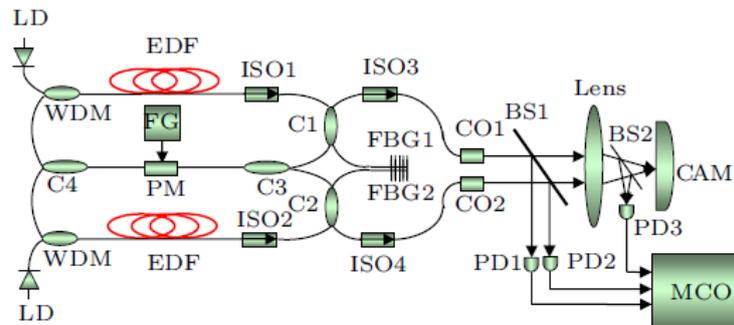


Figure I.38 : Deux lasers en régime impulsionnel combinés par injection mutuelle ; LD : diode laser, WDM : multiplexeur en longueur d'onde, EDF : fibre dopée Erbium, ISO : isolateur, C : coupleur, PM : modulateur de phase, FG : générateur de fonction,, FBG : réseau de Bragg fibré, CO : collimateur, BS : séparatrice, PD : photo-détecteur, MCO : oscilloscope [47]

Je n'ai pas rapporté d'étude sur la combinaison cohérente par voie passive d'impulsions brèves à synchronisation de modes, car ce processus de combinaison conduit par principe à la structuration spectrale du rayonnement. Cette structuration n'étant pas compatible avec l'émission d'impulsions brèves et intenses, un seul résultat a été publié à ce jour, à ma connaissance [48]. En fonctionnement déclenché, ces méthodes passives semblent donner des résultats similaires à ceux obtenus en régime continu. En effet, les faisceaux de sortie de ces cavités couplées sont de bonne qualité spatiale et temporelle. Toutefois, les démonstrations ont été faites jusqu'à présent pour des niveaux de puissance relativement faible et un faible nombre de faisceaux à cophaser. Ces paramètres restent encore à étudier pour déterminer l'efficacité relative de ces processus de combinaison passifs par rapport à ceux des méthodes actives. Ces premières expérimentations montrent cependant que les méthodes de combinaison par voie passive auto-ajustent très rapidement les phases relatives des impulsions émises. Le temps nécessaire à la mise en phase des différents émetteurs a notamment été étudié, en régime de fonctionnement continu cependant, par J. Guillot et confirme la rapidité du cophasage [49]. Cela pourrait être un avantage décisif, s'il est confirmé, pour le cophasage d'impulsions brèves énergétiques en fonctionnement déclenché.

## CONCLUSION

Les principales méthodes de combinaison de lasers ont été présentées au cours de ce premier chapitre. La combinaison incohérente de faisceaux est adaptée lorsque les applications ne nécessitent pas une émission de grande finesse spectrale. Elle nécessite néanmoins la conception d'élément dispersif de bonne tenue au flux. Cette méthode a toutefois permis d'atteindre la puissance combinée de 2 kW en régime continu, et 3,7 mJ par impulsion en fonctionnement déclenché pour des impulsions de durée 2,2 ns.

D'autres applications nécessitent des rayonnements de plus grande pureté spectrale. Parmi les méthodes de combinaison cohérente de faisceaux, les méthodes par voie active, qui consistent à ajuster la phase de chacun des faisceaux élémentaires grâce à des systèmes électroniques d'asservissement, ont permis d'atteindre la puissance record de 105 kW. Elles nécessitent cependant des dispositifs d'analyse et d'ajustement de la phase complexes. Des expériences de principe ont également montré que ces méthodes peuvent apporter une solution pour combiner spatialement et temporellement deux trains d'impulsions. Toutefois, en fonctionnement déclenché, nous pouvons percevoir les limites de ces systèmes qui ne peuvent avoir un système d'asservissement avec une bande passante suffisante pour compenser une évolution différentielle des phases relatives dans la durée d'une impulsion.

Les méthodes de combinaison par voie passive sont plus simples à mettre en œuvre dans la mesure où elles se basent sur les propriétés d'auto-ajustement du spectre d'émission des lasers qui vont chercher à minimiser leurs pertes intra-cavités. De plus, les premières expériences avec ces configurations ont démontré leur compatibilité avec un régime de fonctionnement impulsionnel déclenché. Des études complémentaires sont toutefois nécessaires avant d'affirmer que ces techniques de mise en phase sont les mieux adaptées au fonctionnement déclenché énergétique. Quoiqu'il en soit, il est préférable pour envisager une montée en énergie, qu'aucun élément intra-cavité n'ait à supporter la totalité de la puissance résultant de la superposition de tous les faisceaux élémentaires. C'est pour cette raison que mes travaux de thèse ont concerné l'étude de processus de combinaison par voie passive dans des configurations lasers susceptibles de fonctionner en régime déclenché, c'est-à-dire avec des cavités qui puissent être courtes, avec la possibilité d'insérer un ou plusieurs modulateurs hors des zones où les rayonnements sont combinés. Dans le chapitre suivant, je décris l'étude que j'ai réalisée exploitant la combinaison de lasers par injection mutuelle.

## **REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1] F. Röser, et al., "Spectral beam combining of fiber lasers," *Proceeding of SPIE*, vol. 6102, pp. 61020T1-61020T6, 2006.
- [2] S. J. Augst, A. K. Goyal, R. L. Aggarwal, T. Y. Fan, and A. Sanchez, "Wavelength beam combining of Ytterbium fiber lasers," *Optics Letters*, vol. 28, no. 5, pp. 331-333, 2003.
- [3] A. Sevian, et al., "Efficient power scaling of laser radiation by spectral beam combining," *Optics Letters*, vol. 33, no. 4, pp. 384-386, 2008.
- [4] C. Wirth, et al., "2 kW incoherent beam combining of four narrow-linewidth photonic crystal fiber amplifiers," *Optics Express*, vol. 17, no. 3, pp. 1178-1183, 2009.
- [5] C. X. Yu, J. E. Kinsky, S. E. J. Shaw, D. V. Murphy, and C. Higgs, "Coherent beam combining of large number of PM fibers in a 2D fiber array," *Electronic Letters*, vol. 42, no. 18, pp. 1024-1025, 2006.
- [6] G. D. Goodno, et al., "Coherent combination of high power, zig-zag slab lasers," *Optics Letters*, vol. 31, no. 9, pp. 1247-1249, 2006.
- [7] M. Wickham, "Coherent beam combining of fiber amplifiers and solid-state lasers, including the use of diffractive optical elements," in *Conference on Lasers and Electro-Optics, CThG2*, San Jose, 2010.
- [8] M. Wickham, et al., "Coherently coupled high power fiber arrays," in *LEOS Summer Topical Meetings*, vol. 22, Quebec City, 2006, pp. 23-24.
- [9] M. Wickham, et al., "Coherent combination of fiber lasers with a diffractive optical element," in *Advanced Solid-State Photonics, WA5*, Nara, 2008.
- [10] C. Bellanger, A. Brignon, J. Colineau, and J. P. Huignard, "Coherent fiber combining by digital holography," *Optics Letters*, vol. 33, no. 24, pp. 2937-2939, 2008.

- 
- [11] H. Bruesselbach, S. Wang, M. Minden, D. C. Jones, and M. Mangir, "Power-scalable phase-compensating fiber-array transceiver for laser communications through the atmosphere," *Journal of the Optical Society of America. B*, vol. 22, no. 2, pp. 347-353, 2005.
- [12] T. M. Shay, et al., "Self-synchronous and self-referenced coherent beam combination for large optical arrays," *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 13, no. 3, pp. 480-486, 2007.
- [13] T. M. Shay, et al., "High-power phase locking of a fiber amplifier array," *Proceedings of SPIE*, vol. 7195, pp. 71951M1-71951M8, 2009.
- [14] M. A. Vorontsov, et al., "Adaptative array of phase locked fiber collimators : analysis and experimental demonstration," *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 15, no. 2, pp. 269-280, 2009.
- [15] X. Wang, et al., "Coherent combining of multi-wavelength fiber amplifiers using a stochastic parallel gradient descent algorithm," *Journal of optics*, vol. 12, no. 7, pp. 0757011-0757014, 2010.
- [16] J. Lhermite, et al., "Coherent combining of 49 lasers beams from a multiple core optical fiber by a spatial light modulator," *Optics Express*, vol. 18, no. 5, pp. 4783-4789, 2010.
- [17] S. J. Augst, T. Y. Fan, and A. Sanchez, "Coherent beam combining and phase noise measurements of Ytterbium fiber amplifiers," *Optics Letters*, vol. 29, pp. 474-476, 2004.
- [18] D. Sabourdy, et al., "Power scaling of fibre lasers with all-fibre interferometric cavity," *Electronics Letters*, vol. 38, no. 14, pp. 692-693, 2002.
- [19] A. Shirakawa, K. Matsuo, and K. Ueda, "Power summation and bandwidth narrowing in coherently-coupled fiber laser array," in *Conference on Laser and Electro-Optics, CThGG2*, San Francisco, 2004.
- [20] B. Wang, E. Mies, M. Minden, and A. Sanchez, "All-fiber 50 W coherently combined passive laser array," *Optics Letters*, vol. 34, no. 7, pp. 863-865, 2009.
- [21] H. Bruesselbach, M. Minden, J. L. Rogers, D. C. Jones, and M. S. Mangir, "200 W Self-Organized Coherent Fiber Arrays," in *Conference on Laser and Electro-Optics, CLEO US CMDD4*, Baltimore, 2005.

- [22] D. Sabourdy, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, M. Vampouille, and A. Barthélémy, "Coherent combining of two Nd:YAG lasers in a Vernier–Michelson-type cavity," *Applied Physics B*, vol. 75, pp. 503-507, 2002.
- [23] Q. Peng, D. Cui, Y. Bo, X. Yang, and Z. Xu, "High Power Coherent Addition in an Improved Michelson Cavity," in *Laser and fiber-optical Networks modeling*, Kharkiv, 2006, pp. 8-14.
- [24] L. Shimshi, A. A. Ishaaya, N. Davidson, and A. A. Friesem, "Upscaling coherent addition of laser distributions," *Optics Communications*, vol. 275, pp. 389-393, 2007.
- [25] S. Menard, et al., "Highly efficient phase locking of four diode pumped Nd:YAG laser beams," *Optics Communications*, vol. 160, pp. 344-353, 1999.
- [26] L. Liu, Y. Zhou, F. Kong, Y. C. Chen, and K. K. Lee, "Phase locking in a fiber laser array with varying path lengths," *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 21, pp. 4837-4839, 2004.
- [27] M. Nixon, E. Ronen, M. Fridman, A. A. Friesem, and N. Davidson, "Phase Locking Thousands of Laser," in *Advanced Solid-State Photonics, AMB5*, Istanbul, 2011.
- [28] M. Tondusson, C. Froehly, V. Kermène, and M. Vampouille, "Coherent combination of four laser beams in a multi-axis Fourier cavity using a diffractive optical element," *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 3, pp. 521-526, 2001.
- [29] C. J. Corcoran and F. Durville, "Experimental demonstration of a phase-locked laser array using a self-Fourier cavity," *Applied Physics Letters*, vol. 86, pp. 201118-201118-3, 2005.
- [30] J. Lhermite, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, and A. Barthélémy, "Passive phase locking of an array of four fiber amplifiers by an all-optical feedback loop," *Optics Letters*, vol. 32, no. 13, pp. 1842-1844, 2007.
- [31] T. H. Loftus, et al., "Four-Channel, High Power, Passively Phase Locked Fiber Array," in *Advanced Solid-State Photonics, WA4*, Nara, 2008.
- [32] S. A. Shakir, "Coherent combining of fiber arrays using passive phasing," in *IEEE and Lasers electro-optics society*, Acapulco, 2008.

- 
- [33] G. Wang, et al., "Mutual injection locking of two individual Nd:YVO<sub>4</sub> lasers," *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 41, no. 9, pp. 1168-1175, 2005.
- [34] B. Zhao, K. Duan, Y. Liu, and W. Zhao, "Experimental study on phase-locking of two high-power all-fiber lasers," *Optics communications*, vol. 283, no. 11, pp. 2390-2393, 2010.
- [35] R. M. Kurtz, et al., "Mutual injection locking : a new architecture for high-power solid-state laser arrays," *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 11, no. 3, pp. 578-586, 2005.
- [36] E. Ronen, M. Fridman, M. Nixon, A. A. Friesem, and N. Davidson, "Phase locking of lasers with intracavity polarization elements," *Optics letters*, vol. 33, no. 20, pp. 2305-2307, 2008.
- [37] Z. Chen, J. Hou, P. Zhou, and Z. Jiang, "Mutual injection-locking and coherent combining of two individual fiber lasers," *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 44, no. 6, pp. 515-519, 2008.
- [38] Z. Chen, et al., "Passive phase locking of an array of four fiber lasers by mutual injection locking," *Optical fiber technology*, vol. 15, no. 4, pp. 333-336, 2009.
- [39] B. Lei and Y. Feng, "Phase locking of an array of three fiber lasers by an all-fiber coupling loop," *Optics express*, vol. 15, no. 25, pp. 17114-17119, 2007.
- [40] T. Schreiber, et al., "Incoherent beam combining of continuous-wave and pulsed Yb-doped fiber amplifiers," *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 15, no. 2, pp. 354-360, 2009.
- [41] L. Lombard, et al., "Coherent beam combination of narrow-linewidth 1.5  $\mu\text{m}$  fiber amplifiers in a long-pulse regime," *Optics letters*, vol. 36, no. 4, pp. 523-525, 2011.
- [42] L. Daniault, et al., "Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers," *Optics letters*, vol. 36, no. 5, pp. 621-623, 2011.
- [43] E. Seise, et al., "Coherently combined fiber laser system delivering 120  $\mu\text{J}$  femtosecond pulses," *Optics letters*, vol. 36, no. 4, pp. 439-441, 2011.

- 
- [44] A. A. Ishaaya, L. Shimshi, N. Davidson, and A. Friesem, "Coherent addition of spatially incoherent light beams," *Optics express*, vol. 12, no. 20, pp. 4929-4934, 2004.
- [45] D. Sabourdy, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, and A. Barthélémy, "Coherent combining of Q-switched fibre lasers," *Electronics letters*, vol. 40, no. 20, pp. 1254-1255, 2004.
- [46] F. Kong, L. Liu, C. Sanders, Y. C. Chen, and K. K. Lee, "Phase locking of nanosecond pulses in a passively Q-switched two-element fiber laser array," *Applied physics letters*, vol. 90, pp. 151110-151110-3, 2007.
- [47] X. Wang, et al., "Synchronization and coherent combining of two pulsed fiber ring lasers based on direct phase modulation," *Chinese physics letters*, vol. 26, no. 5, pp. 54211-54212, 2009.
- [48] J. Lhermite, et al., "Tunable high repetition rate fiber laser for generation of pulse trains and packets," *Optics Letters*, vol. 32, no. 12, pp. 1734-1736, 2007.
- [49] J. Guillot, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, and A. Barthélémy, "Experimental study of cophasing dynamics in passive coherent combining of fiber lasers," *Optics Letters*, vol. 36, no. 15, pp. 2907-2909, 2011.





## **CHAPITRE II**

### **COMBINAISON COHERENTE DE LASERS**

#### **PAR INJECTION MUTUELLE**



## **INTRODUCTION**

Après avoir présenté lors du premier chapitre les différentes méthodes de combinaison de lasers existantes, nous allons au cours de ce chapitre étudier la méthode de combinaison par injection mutuelle. Cette méthode consiste à coupler plusieurs cavités lasers grâce à un échange d'énergie entre ces dernières. Dans ce type de configuration, l'ensemble des rayonnements issus des différentes cavités couplées se superposent uniquement extra-cavité sur la cible, en champ lointain. Ainsi, aucun élément intra-cavité n'a à supporter la totalité de la puissance résultant de la superposition de tous les faisceaux. C'est l'avantage principal de cette méthode notamment en régime de fonctionnement impulsionnel pour lequel la tenue au flux des composants optiques est beaucoup plus critique qu'en fonctionnement continu. Dans ce chapitre, est détaillée l'étude numérique et expérimentale sur les architectures lasers couplées par injection mutuelle. L'objectif est de déterminer si cette méthode de combinaison est adaptée pour élaborer une source laser multi-émetteurs délivrant des impulsions courtes et très énergétiques tout en conservant une bonne qualité spatiale des faisceaux émis.

Dans une première partie, je décris le principe de fonctionnement des lasers cophasés par injection mutuelle. Pour cela, les caractéristiques du spectre d'émission des lasers couplés sont décrites. Puis, nous rappelons certaines études théoriques, antérieures à ces travaux de thèse, qui donnent les relations de phase entre les faisceaux de sortie des lasers mutuellement injectés. Les conclusions parfois contradictoires de ces études nous ont poussés à analyser les propriétés de cohérence temporelle des faisceaux de sortie d'un tel système. Dans ces systèmes à sorties multiples, il est important que les différentes émissions soient cohérentes entre elles afin que le laser composite bénéficie d'un gain en brillance important. Celui-ci est apporté par le lobe principal d'émission dans le plan d'interférences des faisceaux de sortie. Or, avec ce type de configuration, l'absence d'un plan unique de filtrage intracavité fait qu'il est difficile d'anticiper sur la localisation de la ou des zones de cohérence mutuelle dans lesquelles la figure d'interférences résultant de la superposition des faisceaux est à la fois stable et de contraste maximum. Nous avons élaboré un code de calcul qui, pour la première fois, permet d'établir ces propriétés de cohérence dans une cavité multi-bras mutuellement injectés en fonction des caractéristiques opto-géométriques de la cavité composite.

La deuxième partie de ce chapitre est une analyse de configurations de lasers couplés par injection mutuelle. L'objectif est de définir numériquement les architectures les mieux

adaptées à une mise en œuvre expérimentale pour ce type de laser. Le taux d'injection mutuelle est également étudié pour définir une valeur optimale permettant un couplage efficace des rayonnements émis tout en préservant un bilan énergétique positif.

La troisième partie est dédiée à la mise en évidence expérimentale du couplage entre les lasers mutuellement injectés. Cette première étude expérimentale réalisée avec des lasers à fibre a pour objectif principal de vérifier les propriétés spectrales des émissions de lasers mutuellement injectés. Nous déterminons également la longueur effective de la cavité composite constituée des lasers élémentaires couplés. Ce paramètre est important dans le cas de lasers impulsionnels déclenchés car il influe directement sur la durée des impulsions émises.

Dans une quatrième partie, nous analysons expérimentalement la cohérence des faisceaux de sortie de lasers mutuellement injectés. Cette analyse découle de l'observation des franges d'interférences résultant de la superposition des différents faisceaux de sortie du système. Les résultats obtenus avec des lasers fibrés en régime de fonctionnement continu, puis avec des lasers à milieu amplificateur cristallin en régime impulsionnel relaxé, sont présentés.

Dans la dernière partie de ce chapitre, un bilan énergétique de lasers à milieu amplificateur cristallin couplés par injection mutuelle est détaillé. Ce bilan est fondamental dans le cadre d'une technique de combinaison d'émissions lasers qui a pour but d'aller au-delà des performances en brillance d'un laser unique.

# **I. CARACTERISTIQUES DES EMISSIONS DE LASERS COPHASES PAR INJECTION MUTUELLE**

Afin d'étudier cette méthode de combinaison, nous avons dans un premier temps considéré les propriétés spectrales de l'émission de lasers mutuellement injectés. Puis sont présentées quelques études théoriques antérieures à ces travaux de thèse, réalisées afin de déterminer les relations de phase entre les faisceaux combinés. Enfin, nous déterminons les propriétés de cohérence des faisceaux de sortie à l'aide d'une étude numérique.

## **I.1. VERROUILLAGE EN PHASE DE LASERS MUTUELLEMENT INJECTES**

### **I.1.1. PROPRIETES SPECTRALES DE L'EMISSION**

La combinaison de lasers par injection mutuelle consiste à prélever une partie du rayonnement issu d'un laser et à l'injecter dans la cavité du laser voisin, et réciproquement. Le laser composite, constitué des différents lasers élémentaires qui s'échangent de l'énergie, sélectionne alors les modes longitudinaux communs à ses différentes sous-cavités. Les lasers élémentaires se mettent ainsi à osciller sur les mêmes fréquences, ce qui est une condition nécessaire au verrouillage en phase, c'est-à-dire à une différence de phase entre les faisceaux constante dans le temps. Afin de déterminer le spectre de fréquences de résonance émis par des lasers mutuellement injectés, il suffit de calculer les congruences entre les modes oscillant dans chacune de ses sous-cavités.

La première configuration que nous avons étudiée est celle tout-fibrée proposée par le *College of Optoelectronic Science and Engineering* de Changsha en 2008 [1]. Deux lasers à fibre sont connectés par une paire de coupleurs déséquilibrés pour former une cavité commune (Figure II.1). Cette architecture fait clairement apparaître trois sous-cavités, de longueurs respectives  $L_1$ ,  $L_2$  et  $L_C$ . Les fréquences oscillant dans cette cavité composite sont ainsi les modes longitudinaux communs à ces trois sous-cavités. Nous avons calculé le produit des modes oscillant dans ces trois sous-cavités à la manière d'un effet Vernier (Figure II.2). La courbe obtenue est structurée, et sa période de modulation dépend des longueurs des trois sous-cavités et plus particulièrement de la différence de longueur  $\Delta L = L_C - L_1 - L_2$ . Ce comportement est similaire à celui observé dans les lasers à amplificateurs parallèles cophasés de façon passive par filtrage spectral ou spatial et qui ont été décrits dans le premier chapitre

de ce manuscrit. Le spectre de fréquences de résonance émis par chacun de ces lasers dépend en effet des caractéristiques géométriques de la cavité composite. La configuration de lasers couplés par injection mutuelle est néanmoins sensiblement différente du fait du nombre de sous-cavités supérieur au nombre de lasers élémentaires.

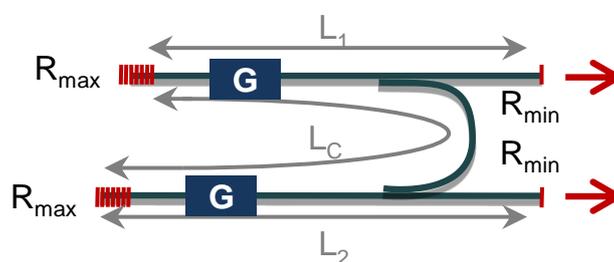


Figure II.1 : Schéma simplifié d'une configuration à deux lasers couplés par injection mutuelle,  $R_{max}$  : réflectivité maximale des réseaux de Bragg de fond de cavité,  $R_{min}$  : réflectivité des coupleurs de sortie,  $G$  : gain des milieux amplificateurs

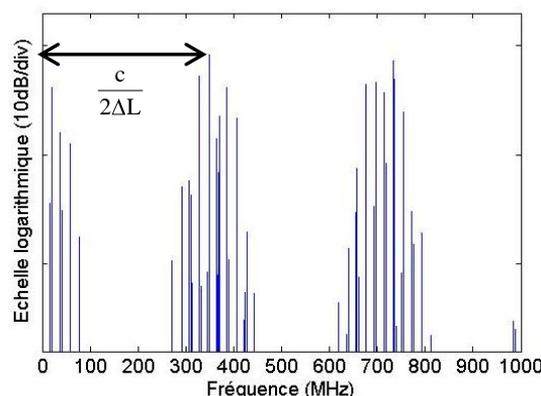


Figure II.2 : Congruences modales calculées numériquement entre les modes oscillant dans les trois sous-cavités, pour  $L_1 = 28,80$  m,  $L_2 = 36,56$  m,  $L_C = 64,94$  m et  $\Delta L = L_C - L_1 - L_2$

La stabilité d'un tel système dépendra également de cette différence de longueur  $\Delta L$  et de la largeur de la bande spectrale d'émission des lasers. En effet, le spectre d'émission des lasers mutuellement injectés est modulé selon une période inversement proportionnelle à la différence de longueur  $\Delta L$ . Cette modulation est pondérée par la bande d'émission des lasers, elle-même dépendant de la bande de gain des milieux amplificateurs et des composants filtrants insérés dans la cavité. Des perturbations environnementales pouvant induire un glissement des modes longitudinaux, il est nécessaire que de nombreux modes soient présents dans cette bande spectrale d'émission des lasers. Ainsi lorsque  $\frac{c}{2\Delta L}$  est très faible par rapport à la largeur de cette bande d'émission, le nombre de fréquences de résonance du laser composite est élevé et indépendant des perturbations environnementales. Dans le cas contraire où la période de modulation est de l'ordre de grandeur de la largeur de la bande d'émission laser, il peut exister des instants où les congruences modales se produisent en dehors de la

bande d'émission. Les lasers ne sont alors plus verrouillés en phase [2]. Pour la réalisation expérimentale, il est nécessaire d'ajuster la différence de longueur  $\Delta L$  en fonction de la largeur de la bande d'émission des lasers afin que la technique de mise en phase soit robuste face aux fluctuations de chemins optiques.

### **I.1.2. RELATION DE PHASE ENTRE LES FAISCEAUX DE SORTIE**

Cette technique de verrouillage en phase s'appuie sur les propriétés d'auto-organisation des lasers, exploitées également dans les techniques passives mettant en œuvre des filtres spatiaux ou spectraux. Néanmoins, contrairement à ces dernières méthodes, le phénomène responsable du verrouillage en phase des lasers mutuellement injectés ainsi que les relations de phase entre les faisceaux de sortie n'apparaissent pas comme évidentes.

Plusieurs études théoriques ont été réalisées afin d'éclaircir ces deux points. Les premières théories élaborées pour expliquer le verrouillage en phase des lasers mutuellement injectés sont dérivées de celles établies dans le cas de l'injection unidirectionnelle. L'objectif de ce type d'injection est de transférer les propriétés spectrales d'un laser maître, peu puissant et émettant sur une bande spectrale fine, vers un laser esclave, puissant et de bande spectrale non contrôlée. Pour cela, le rayonnement issu du laser maître est envoyé dans le laser esclave de façon unidirectionnelle grâce à un isolateur. Le laser esclave se met alors à osciller sur les fréquences du laser maître si les conditions d'accrochage sont satisfaites, celles-ci dépendant du rapport entre les puissances des lasers maître et esclave, et du désaccord entre leurs fréquences d'émission. Le faisceau émis est ainsi amplifié tout en conservant les propriétés spectrales du rayonnement maître.

La modélisation de l'injection unidirectionnelle consiste à ajouter le champ électrique complexe du laser maître dans les équations régissant l'évolution en fonction du temps du champ électrique complexe du laser esclave [3]. Cette approche monochromatique a par la suite été étendue pour décrire le fonctionnement de deux lasers mutuellement injectés [1]. Elle fournit une solution du système d'équations couplées correspondant au cas de deux lasers en opposition de phase dans le plan des coupleurs de sortie des cavités. Cette démonstration du verrouillage sur des émetteurs en opposition de phase est discutable. En effet, ce modèle monochromatique ne prend pas en compte la structuration spectrale de l'émission correspondant aux congruences modales des différentes sous-cavités, degrés de liberté du système pour maintenir une relation de phase donnée dans les systèmes auto-organisés.

Une autre théorie, utilisant la notion de champs circulant dans deux cavités couplées par injection mutuelle, calcule les champs, en amplitude et phase, se propageant dans la cavité composite [4]. A partir de ces champs, est déterminée dans le plan  $x = L$  la réflectivité équivalente du système de couplage (*Coupling-output section* sur la figure II.3). D'après la théorie développée, les modes longitudinaux oscillant dans cette cavité composite seront ceux qui induisent des pertes minimales dans cette section de couplage, et donc une réflectivité équivalente maximale. Après résolution du système d'équations, des conditions sur les phases des faisceaux dans le plan de sortie des lasers mutuellement injectés sont obtenues. Ce système fait ainsi apparaître deux solutions, correspondant au cas de deux rayonnements soit en phase soit en opposition de phase, sans que la domination de l'un ou l'autre de ces états de phase ne soit prévisible. Cette compétition entre deux modes induit une figure d'interférences résultant de la superposition des deux faisceaux de sortie instable car passant d'un état de phase à un autre.

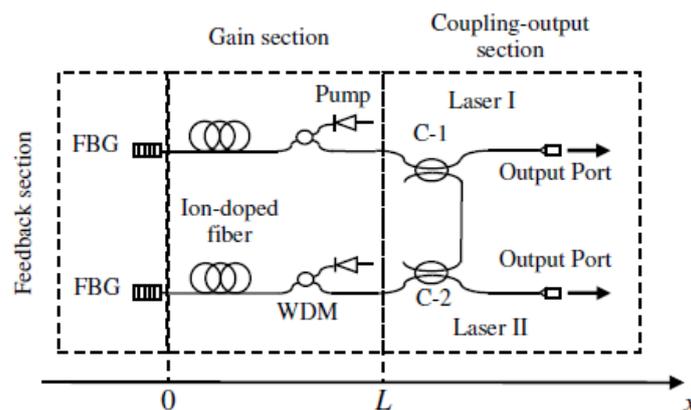


Figure II.3 : Schéma de deux lasers couplés par injection mutuelle, décomposé en trois sections [4]

Les résultats déduits de cette dernière théorie, soit la compétition entre deux états de phase dans le plan de sortie du système, pose la question du plan de référence pour lequel les multiples rayonnements sont en phase dans une cavité mutuellement injectée. Jusqu'ici, ce plan de référence a toujours été considéré dans la littérature comme étant le plan de sortie des lasers mutuellement injectés. Or, avec ce type d'architecture et contrairement aux autres méthodes de combinaison par voie passive, rien ne laisse présager que tous les faisceaux seront verrouillés en phase dans ce plan. L'étude que j'ai réalisée sur la cohérence mutuelle des faisceaux de sortie de lasers mutuellement injectés fait l'objet du paragraphe suivant.

## I.2. COHERENCE MUTUELLE DES FAISCEAUX DE SORTIE

Dans les autres architectures de combinaison par voie passive, les différents faisceaux sont en phase dans un plan bien défini. Il correspond au plan du combineur dans le cas de verrouillage en phase dans une cavité interféromètre (Figure II.4.a), et au plan dans lequel est placé le filtre spatial dans le cas de verrouillage en phase par filtrage spatial (Figure II.4.b). Tous les faisceaux parcourant la même distance entre ce plan de référence équiphase et la ou les sorties du laser composite, les faisceaux émis sont en phase. On peut considérer dans ce cas là que le plan de sortie de la cavité composite est un plan de référence pour la phase.

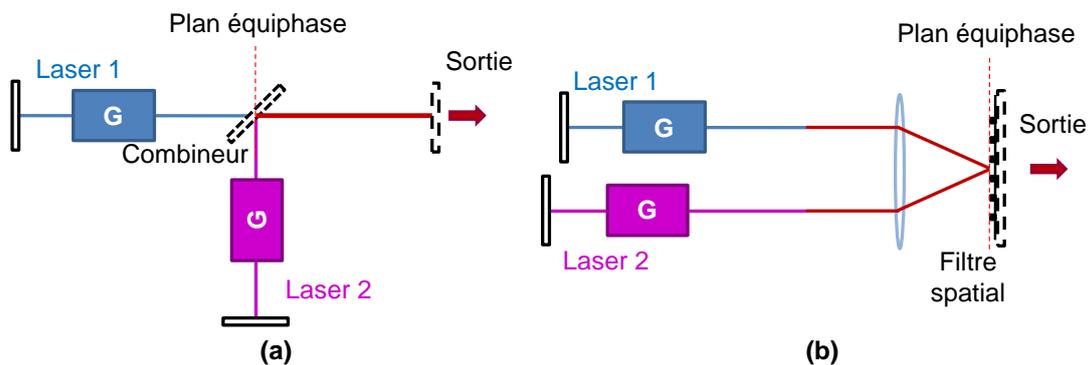


Figure II.4 : Deux lasers couplés (a) dans une cavité interféromètre, (b) par filtrage spatial

Dans une architecture de combinaison par injection mutuelle ne figure pas un unique élément sur lequel tous les faisceaux sont en phase. En effet, le verrouillage des modes des différents lasers élémentaires est obtenu grâce à plusieurs composants, les coupleurs d'injection (Figure II.5). Le fait que le plan de sortie des émetteurs soit un plan de référence où tous les faisceaux sont en phase est loin d'être évident. Dans la partie suivante, je décris par quels moyens je détermine le positionnement de ce plan de référence dans une cavité à lasers couplés par injection mutuelle.

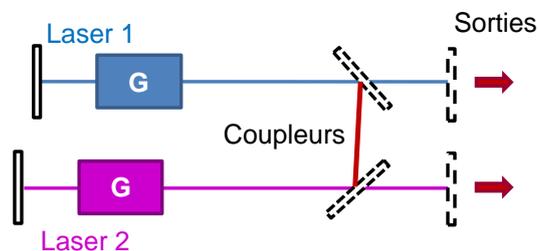


Figure II.5 : Deux lasers couplés par injection mutuelle

Nous avons ainsi développé un modèle numérique permettant de simuler le système de cavités couplées par injection mutuelle, afin d'analyser les propriétés de cohérence des rayonnements émis. Cette modélisation consiste à étudier les fonctions d'intercorrélation entre

les différents faisceaux émis. Pour cela, nous calculons l'évolution du contraste de la figure d'interférences entre les faisceaux de sortie du laser mutuellement injecté en fonction de retards imposés  $\Delta\tau_{ij}$  ( $i, j$  : numéros des sortie des cavités considérées) à ces faisceaux hors cavité (Figure II.6). Ce contraste est déterminé à partir du calcul de l'éclairement  $E(x,y)$  dans le plan d'analyse orthogonal à la direction moyenne de propagation, qui lui-même s'appuie sur le calcul des expressions des champs  $U_i$  en sortie de chaque émetteur  $i$  ( $1 \leq i \leq N$ , avec  $N$  le nombre de faisceaux de sortie).

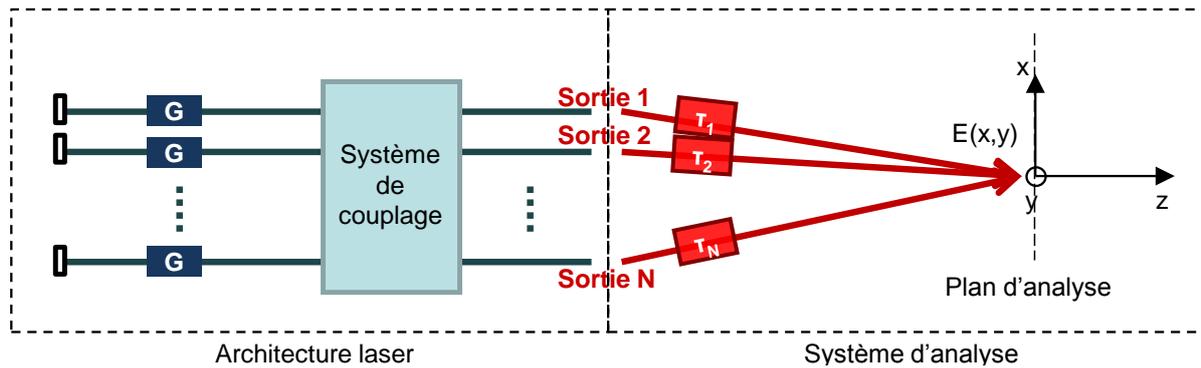


Figure II.6 : Schéma de principe de l'analyse des fonctions de corrélation entre les  $N$  champs émis par le laser à cavités mutuellement injectées

Un calcul de réponse impulsionnelle de l'architecture laser est utilisé pour établir les expressions des champs  $U_i$ . Ainsi, une impulsion, de durée inversement proportionnelle à la largeur de bande d'émission des lasers, est injectée numériquement par une des  $N$  sorties de ce laser multi-émetteurs (Figure II.7). Cette impulsion parcourt ensuite les différentes sous-cavités du système avant d'être extraite de chacune des  $N$  sorties sous la forme de trains d'impulsions notés  $U_i(t)$ . A titre d'exemple, dans le cas d'une configuration à deux émetteurs, les équations permettant de calculer les champs de sortie  $U_1$  et  $U_2$  de cette configuration dépendent des caractéristiques géométriques de la cavité composite et sont couplées suivant les relations II-1 et II-2.

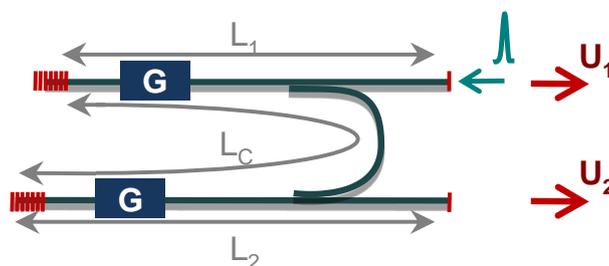


Figure II.7 : Deux lasers couplés par injection mutuelle,  $L_1$ ,  $L_2$  et  $L_c$  longueurs des trois sous-cavités du système composite. En bleu, l'impulsion d'excitation.

$$U_1 = U_{1(2L_1)} \cdot G^2 \cdot X^2 + U_{2(L_1+L_2+L_C)} \cdot G^4 \cdot (X \cdot (1-X))^2 \quad [\text{II-1}]$$

$$U_2 = U_{2(2L_2)} \cdot G^2 \cdot X^2 + U_{1(L_1+L_2+L_C)} \cdot G^4 \cdot (X \cdot (1-X))^2 \quad [\text{II-2}]$$

avec  $U_{i(L)}$  le champ  $U_i$  après avoir parcouru la distance  $L$ ,  $X/1-X$  le coefficient de partage des coupleurs ( $X$  : coefficient de transmission et  $(1-X)$  : coefficient de réflexion) et  $G$  un gain constant. Le coefficient de réflexion des miroirs de fond de cavité est pris égal à 1.

Pour retrouver les fonctions de corrélation entre les trains d'impulsions  $U_i(t)$ , un retard  $\tau_i$  leur est imposé, avant leur sommation dans le plan commun d'analyse. De la sommation de ces champs est finalement déduite l'expression II-3 régissant l'évolution de l'éclairement  $E$  dans le plan d'analyse en fonction des retards relatifs imposés entre chaque sortie :

$$E(x, y, \Delta\tau_{12}, \dots, \Delta\tau_{i-1,i}, \dots, \Delta\tau_{N-1,N}) = \langle |\sum_{i=1}^N U_i(x, y, t + \Delta\tau_{i-1,i})|^2 \rangle \quad [\text{II-3}]$$

avec  $x$  et  $y$  les coordonnées spatiales dans le plan d'analyse et  $\Delta\tau_{i-1,i}$  le retard relatif imposé entre les sorties  $i-1$  et  $i$  du laser composite ( $\Delta\tau_{i-1,i} = \tau_i - \tau_{i-1}$ ).  $\langle \rangle$  représente la valeur moyenne temporelle de la fonction.

En développant cette équation cela donne :

$$\begin{aligned} E(x, y, \Delta\tau_{12}, \dots, \Delta\tau_{N-1,N}) &= \langle \sum_{i=1}^N U_i(x, y, t + \Delta\tau_{i-1,i}) \times \sum_{i=1}^N U_i^*(x, y, t + \Delta\tau_{i-1,i}) \rangle \\ &= \sum_{i=1}^N \langle |U_i(x, y, t + \Delta\tau_{i-1,i})|^2 \rangle + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1, j \neq i}^N \langle U_i^*(x, y, t) U_j(x, y, t + \Delta\tau_{ij}) \rangle \end{aligned} \quad [\text{II-4}]$$

avec  $U_i^*$  le complexe conjugué de  $U_i$ .

On peut introduire dans l'expression II-4 le degré de cohérence  $g_{ij}$  entre les champs  $U_i$  et  $U_j$ .  $g_{ij}$  est la fonction d'intercorrélation entre les champs qui interfèrent, normalisée par l'éclairement de chacun d'eux [5] :

$$g_{ij}(x, y, \Delta\tau_{ij}) = \frac{G_{ij}(x, y, \Delta\tau_{ij})}{\sqrt{E_i(x, y, \Delta\tau_{i-1,i}) E_j(x, y, \Delta\tau_{j-1,j})}} \quad [\text{II-5}]$$

avec  $G_{ij}$  la fonction d'intercorrélation entre les champs  $U_i$  et  $U_j$  ( $G_{ij}(x, y, \Delta\tau_{ij}) = \langle U_i^*(x, y, t) U_j(x, y, t + \Delta\tau_{ij}) \rangle$ ).

L'équation II-4 devient alors :

$$E(x, y, \Delta\tau_{12} \dots, \Delta\tau_{N-1,N}) = \sum_{i=1}^N E_i(x, y, \Delta\tau_{i-1,i}) + \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N (\sqrt{E_i(x, y, \Delta\tau_{i-1,i}) E_j(x, y, \Delta\tau_{j-1,j})} \times \text{Re}(g_{ij}(x, y, \Delta\tau_{ij}))) \quad \text{[II-6]}$$

avec  $\text{Re}(g_{ij}(x, y, \Delta\tau_{ij})) = |g_{ij}(x, y, \Delta\tau_{ij})| \cos \varphi_{ij}(x, y, \Delta\tau_{ij})$

$$\text{Soit :} \quad E(x, y, \Delta\tau_{12} \dots, \Delta\tau_{N-1,N}) = \sum_{i=1}^N E_i(x, y, \Delta\tau_{i-1,i}) + \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N (\sqrt{E_i(x, y, \Delta\tau_{i-1,i}) E_j(x, y, \Delta\tau_{j-1,j})} \times |g_{ij}(x, y, \Delta\tau_{ij})| \cos \varphi_{ij}(x, y, \Delta\tau_{ij})) \quad \text{[II-7]}$$

avec  $\varphi_{ij}$  le déphasage entre les champs  $U_i$  et  $U_j$  en un point  $M(x,y)$  du plan d'analyse.

Le module du degré de cohérence  $|g_{ij}|$  est un nombre compris entre 0 et 1. Il est égal au contraste des franges d'interférences résultant de la superposition des champs  $U_i$  et  $U_j$  lorsque les éclaircissements  $E_i = \langle |U_i|^2 \rangle$  et  $E_j = \langle |U_j|^2 \rangle$  sont égaux. L'équation II-7 nous donne donc la relation entre l'éclaircissement obtenu dans le plan d'analyse et le contraste des franges d'interférences résultant de la superposition des champs  $U_i$  et  $U_j$ .

Si l'on considère à nouveau le cas élémentaire de deux lasers couplés par injection mutuelle (Figure II.7), le degré de cohérence  $g_{12}$  entre les deux champs émis  $U_1$  et  $U_2$  est calculé suivant les équations présentées précédemment avec  $N$  égal à 2 :

$$g_{12}(x, y, \Delta\tau_{12}) = \frac{G_{12}(x, y, \Delta\tau_{12})}{\sqrt{E_1(x, y) E_2(x, y, \Delta\tau_{21})}} \quad \text{[II-8]}$$

avec  $G_{12}$  l'intercorrélacion entre les champs  $U_1$  et  $U_2$ .

Le contraste des franges d'interférences résultant de la superposition de ces deux champs est ainsi obtenu, et tracé en figure II.8 en fonction d'un décalage  $\Delta z = c \cdot \Delta\tau_{12}$ . En pratique,  $\Delta z$  correspond à la différence de chemin optique imposée entre les deux faisceaux de sortie du laser mutuellement injecté. Cette différence de chemin  $\Delta z$  sera assimilée par la suite à un retard. Ces résultats numériques sont obtenus pour un taux de partage des coupleurs de 70/30, 30% de la puissance du rayonnement issu d'un amplificateur est injectée dans la cavité du laser voisin, et pour un gain  $G$  de 4. Ces deux paramètres influent uniquement sur la valeur des maxima de contraste. Les résultats montrent tout d'abord des zones de contraste élevé pour certains retards  $\Delta z$ . La position correspondant à une différence de marche nulle entre les deux faisceaux de sortie ( $\Delta z = 0$ ) coïncide avec un minimum de contraste. Ces résultats nous

donnent ainsi une information inédite selon laquelle le plan des sorties de lasers mutuellement injectés n'est donc pas, dans le cas général, un plan de référence où tous les faisceaux sont en phase. Les zones de cohérence (zones de contraste élevé) dépendent des longueurs des différentes sous-cavités et sont réparties de façon symétrique par rapport à la différence de marche nulle  $\Delta z = 0$ . En effet, les maxima de contraste sont observés de part et d'autre de cette différence de marche nulle, pour  $\Delta z = \pm \Delta L$  avec  $\Delta L = L_C - L_1 - L_2$ , différence de longueur déjà observée lors du calcul des congruences entre les modes oscillant dans les trois sous-cavités du système.

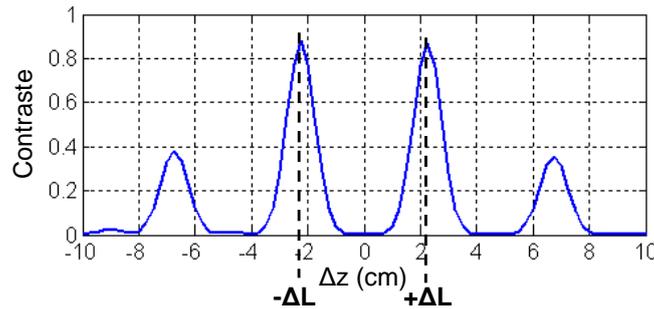


Figure II.8 : Contraste calculé des franges résultant de la superposition des deux faisceaux émis par un laser mutuellement injecté en fonction d'un retard  $\Delta z$  imposé entre les deux sorties du laser,  $\Delta L = L_C - L_1 - L_2 = 2,25$  cm

Le plan de sortie des lasers couplés ne constituant pas un plan où les faisceaux sont verrouillés en phase, nous avons cherché à identifier le ou les plans de référence dans les cavités mutuellement injectées. Les vibrations de sortie des cavités mutuellement injectées sont en phase dans le plan de référence extra-cavité représenté sur la figure II.9. Cela signifie que les vibrations dans le plan de sortie des cavités sont déphasés de  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L$ , avec  $\Delta L$  la différence de marche entre les deux faisceaux permettant d'obtenir un contraste maximal de la figure d'interférences. Les phases à l'origine ne sont pas prises en compte pour cette approche, nous considérons uniquement les déphasages dus à la différence de marche parcourue. La vibration de phase  $\varphi_1$  réfléchié par le miroir M1 atteint le coupleur 1 après avoir parcouru la distance  $l_{12}$ . Le symétrique, par rapport au coupleur 2, de la vibration de phase  $\varphi_2$  réfléchié par le miroir M2 apparaît sur le bras commun aux deux lasers. Il est repéré sur la figure II.9 par sa phase  $\varphi'_2$ , avec  $\varphi'_2 = \varphi_2$ . Cette vibration parcourt la distance  $l_C - l_{22}$ , définie sur la figure, avant d'atteindre le coupleur 1. Ces deux vibrations, repérées par des flèches, se superposent sur le coupleur 1 et sont donc déphasées de :

$$\Delta\varphi_{C1} = \frac{2\pi}{\lambda} (l_{12} + l_{22} - l_C) + \Delta\varphi \quad [\text{II-9}]$$

avec 
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L = \frac{2\pi}{\lambda} (L_C - L_1 - L_2) = \frac{2\pi}{\lambda} (l_C - l_{12} - l_{22}) \quad [\text{II-10}]$$

En insérant la relation II-10 dans l'équation II-9, nous obtenons  $\Delta\varphi_{C1} = 0$ . Les deux vibrations sont donc en phase sur le coupleur 1.

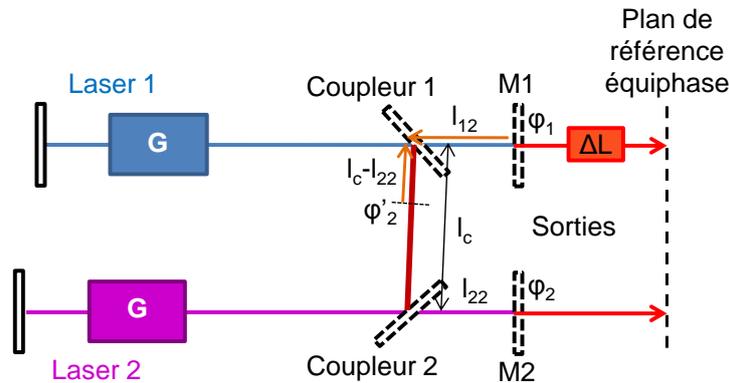


Figure II.9 : Schéma de principe de deux lasers couplés par injection mutuelle, les flèches représentant les faisceaux interférant sur le coupleur 1, M1 et M2 miroirs partiellement réfléchissant fermant les cavités

Le même raisonnement peut être suivi en considérant les vibrations se superposant sur le coupleur 2. Cette étude qualitative introduit ainsi l'hypothèse selon laquelle les lasers se verrouillent en phase en interférant de manière constructive sur les coupleurs utilisés pour l'injection mutuelle. Plusieurs plans de référence peuvent donc être identifiés intra-cavité, ils correspondent aux coupleurs d'injection. Les phases des faisceaux se superposant sur ces coupleurs s'auto-ajustent afin de minimiser les pertes intracavité et donc maximiser le coefficient de surtension de la cavité composite. Cette théorie explique le fait que les deux faisceaux de sortie ne soient pas systématiquement en phase dans le plan de sortie des émetteurs. En effet, les faisceaux interférant sur les coupleurs ne parcourent ensuite pas la même distance entre ces coupleurs et les sorties du système laser.

Grâce à notre modèle numérique, nous avons recherché les propriétés statistiques du rayonnement émis par deux lasers couplés par injection mutuelle en réalisant une intercorrélation des rayonnements issus des deux lasers élémentaires. Cette première étude nous a permis de déterminer le phénomène responsable du verrouillage en phase de lasers mutuellement injectés ainsi que les plans de référence en sortie du laser où les faisceaux sont cohérents entre eux.

Dans le cas d'un nombre d'émetteurs (et donc d'amplificateurs) supérieur à deux, l'expression analytique du contraste de la figure d'interférences n'est plus clairement identifiable dans les relations précédemment décrites (Equations II-3 à II-7). Son calcul passe alors par la détermination numérique des valeurs maximale et minimale de l'éclairement E

(Equation II-7) pour chaque retard  $\Delta\tau_{ij}$ . Le contraste de la figure d'interférences résultant de la superposition des n champs est alors donné par la relation :

$$\text{Contraste} = \frac{E_{max} - E_{min}}{E_{max} + E_{min}} \quad [\text{II-11}]$$

Nous avons par la suite exploité ce modèle pour prédire la zone de cohérence mutuelle à partir des caractéristiques géométriques de différentes architectures lasers à deux puis trois voies amplificatrices couplées par injection mutuelle, et retenir la configuration optimale pour une étude expérimentale. Les retards à imposer à chacun des faisceaux de sortie permettant d'observer une figure d'interférences contrastée peuvent alors être déterminés.

## II. ARCHITECTURES DE LASERS COPHASES PAR INJECTION MUTUELLE

Plusieurs architectures sont possibles pour coupler des lasers par injection mutuelle. En effet, la position et le nombre de coupleurs (ou tout autre diviseur d'amplitude), ainsi que les coefficients de partage de ces mêmes coupleurs sont autant de paramètres qui doivent être pris en compte pour élaborer une architecture de lasers couplés par injection mutuelle. Nous avons étudié différentes architectures afin de sélectionner la plus favorable au verrouillage en phase des différents émetteurs.

### II.1. ARCHITECTURES ENVISAGEES

#### II.1.1. DEUX LASERS ELEMENTAIRES

Plusieurs architectures ont été envisagées pour coupler deux lasers par injection mutuelle (Figure II.10). Les premières réalisations expérimentales sont effectuées avec des lasers à fibre dopée aux ions de terre rare Ytterbium, peu surtendus pour extraire un maximum de puissance de la cavité. Dans les expériences menées, le coupleur de sortie du laser est en effet réalisé par la face clivée droite de la fibre de sortie, seulement 4% du rayonnement est donc renvoyé dans la cavité. L'architecture de la figure II.10.b semble par conséquent mal adaptée à ce type de laser du fait du taux de couplage trop faible entre les deux cavités. Dans les configurations schématisées sur les figures II.10.c et II.10.d, les coupleurs sont positionnés en fond de cavité, en amont des milieux amplificateurs. Les plans de référence pour la cohérence mutuelle sont ainsi très éloignés des sorties lasers, ce qui peut provoquer une sensibilité accrue aux perturbations environnementales avec des lasers fibrés. Pour ces raisons, l'architecture retenue est celle déjà modélisée dans le paragraphe précédent, celle de la figure II.10.a.

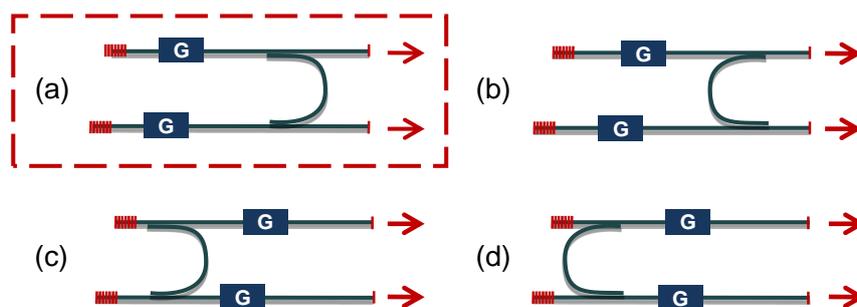


Figure II.10 : Architectures envisagées et modélisées pour coupler deux lasers par injection mutuelle

Avec cette configuration, les maxima de contraste sont observés de part et d'autre d'une différence de marche nulle entre les deux faisceaux de sortie, pour  $\Delta z = \pm \Delta L$  avec  $\Delta L = L_C - L_1 - L_2$ , particularité que nous avons déjà remarquée. Sur la fonction de cohérence tracée en figure II.11 et qui est calculée sur une échelle plus grande du retard  $\Delta z$ , une autre récurrence apparaît. Le motif visible autour de la différence de marche nulle se reproduit tous les  $2.(L_2 - L_1)$ .

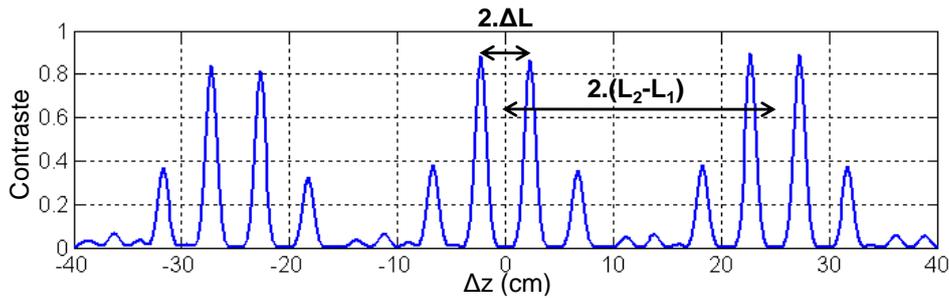


Figure II.11 : Contraste calculé des franges résultant de la superposition des deux faisceaux émis par un laser mutuellement injecté,  $2.\Delta L = 2.(L_C - L_1 - L_2) = 4,5$  cm et  $2.(L_2 - L_1) = 25$  cm

Si prédire les retards à imposer sur les faisceaux de sortie du laser pour trouver un plan d'interférences contrasté est possible avec ce calcul, gérer les longueurs des sous-cavités peut être intéressant pour ramener le plan référence dans le plan de sortie du laser. Cela simplifierait l'utilisation d'un tel laser. Grâce à cette modélisation, nous pouvons remarquer qu'il est possible d'imposer un pic de la fonction de cohérence à la différence de marche nulle  $\Delta z = 0$  (Figure II.12). Pour cela, il suffit d'ajuster les longueurs des trois sous-cavités pour annuler la différence de longueur  $\Delta L$ . Ce cas particulier sera donc exploré lors de l'étude expérimentale.

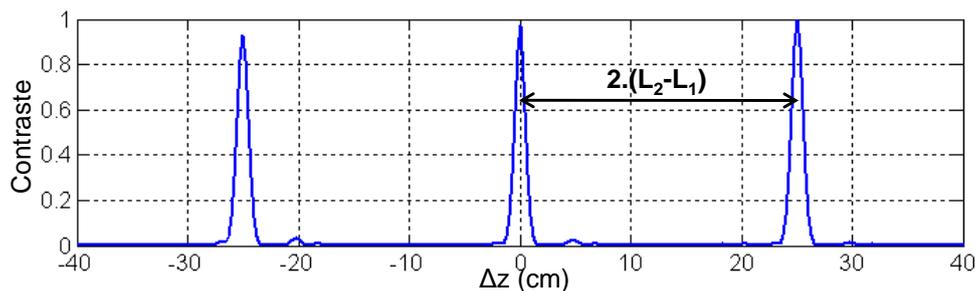


Figure II.12 : Contraste calculé des franges résultant de la superposition des deux faisceaux émis par un laser mutuellement injecté pour  $2.\Delta L = 0$  et  $2.(L_2 - L_1) = 25$  cm

### II.1.2. TROIS LASERS ELEMENTAIRES

Plusieurs architectures sont également envisageables pour coupler trois lasers par injection mutuelle. Nous venons de voir que le nombre et la longueur des sous-cavités ont une influence sur la localisation des zones de cohérence mutuelle qui permettent d'observer une

figure d'interférences contrastée hors cavité. L'augmentation du nombre de sous-cavités risque ainsi de complexifier la recherche de ces zones de cohérence. La première architecture étudiée est donc celle qui fait apparaître le moins de sous-cavités. Des coupleurs sont dans ce cas insérés dans chacune des cavités élémentaires, ils composent une boucle de couplage dans laquelle est imposé un sens de parcours unidirectionnel (Figure II.13). Quatre sous-cavités sont identifiables dans ce laser composite, de longueur respective  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$  et  $L_C$ . Nous avons modélisé cette configuration avec des coupleurs de taux de partage 70/30, 30% du rayonnement issu d'un amplificateur est injecté dans la cavité du laser voisin. Les équations couplées II-12, II-13 et II-14 décrivent les champs  $U_1$ ,  $U_2$  et  $U_3$  en sortie de ce système.

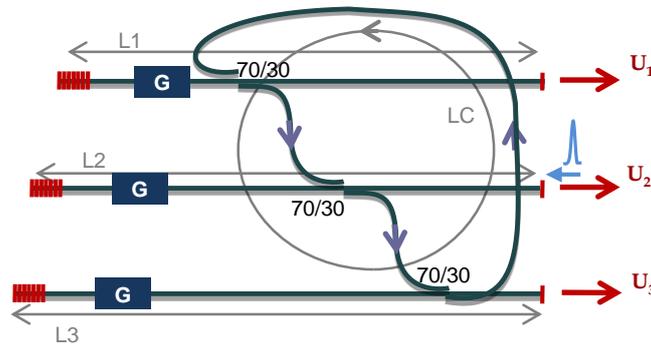


Figure II.13 : 3 lasers couplés par injection mutuelle, 1<sup>ère</sup> architecture envisagée

$$U_1 = U_{1(2L_1)} \cdot G^2 \cdot X^2 + U_{3(L_3+L_{C31})} \cdot G^2 \cdot X \cdot (1-X)^2 + U_{2(L_2+L_{C21})} \cdot G^2 \cdot X^2 \cdot (1-X)^2 \quad \text{[II-12]}$$

$$U_2 = U_{2(2L_2)} \cdot G^2 \cdot X^2 + U_{1(L_1+L_{C12})} \cdot G^2 \cdot X \cdot (1-X)^2 + U_{3(L_3+L_{C32})} \cdot G^2 \cdot X^2 \cdot (1-X)^2 \quad \text{[II-13]}$$

$$U_3 = U_{3(2L_3)} \cdot G^2 \cdot X^2 + U_{2(L_2+L_{C23})} \cdot G^2 \cdot X \cdot (1-X)^2 + U_{1(L_1+L_{C13})} \cdot G^2 \cdot X^2 \cdot (1-X)^2 \quad \text{[II-14]}$$

avec  $L_{Cij}$  la longueur optique entre le fond de la cavité  $i$  et la sortie de la cavité  $j$ ,  $U_{i(L)}$  le champ  $U_i$  après avoir parcouru la distance  $L$ ,  $X = 70\%$  le coefficient de transmission et  $(1-X) = 30\%$  le coefficient de réflexion des coupleurs et  $G = 4$  le gain.

Le contraste de la figure d'interférences résultant de la superposition de ces trois champs est ensuite calculé à partir des équations II-7 et II-11 du paragraphe précédent. Il s'exprime en fonction des retards  $\Delta z_{12}$  et  $\Delta z_{23}$  qui correspondent aux différences de chemin optique introduites entre les sorties 1 et 2, et entre les sorties 2 et 3. Le tracé de ce contraste est ainsi plus complexe que dans le cas à deux lasers élémentaires car il nécessite une représentation en trois dimensions, avec pour variables les retards  $\Delta z_{12}$  et  $\Delta z_{23}$ . Il est représenté sur la figure II.14. Cette figure montre un maximum de contraste de 37% ce qui indique une mauvaise cohérence des faisceaux de sortie. Ce maximum de contraste faible est dû au taux d'injection d'un laser sur l'autre devenant faible à cause de l'effet de cascade sans

étape amplificatrice intermédiaire. Pour augmenter le contraste de la figure d'interférences, il serait nécessaire d'utiliser des coupleurs moins déséquilibrés, ce qui conduirait à extraire moins de puissance du système. Cette solution n'est pas favorable aux applications visées, cette configuration ne sera donc pas retenue pour la réalisation expérimentale.

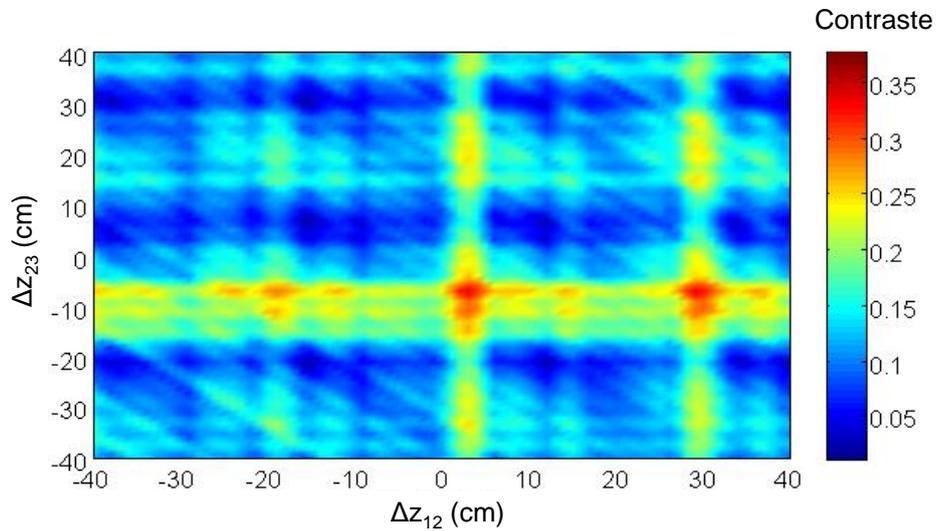


Figure II.14 : Contraste calculé de la figure d'interférences résultant de la superposition des trois faisceaux de sortie de la 1<sup>ère</sup> architecture

La deuxième configuration modélisée, qui est une extension de l'architecture à deux émetteurs retenue, fait apparaître cinq sous-cavités, de longueur  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$ ,  $L_{C1}$  et  $L_{C2}$  (Figure II.15). Les trois cavités élémentaires n'incluant pas le même nombre de coupleurs, les coefficients de partage de ces coupleurs sont adaptés afin d'avoir les mêmes niveaux de puissance à chaque sortie (coefficients de partage = 70/30 ou 84/16, 30% ou 16% du rayonnement d'un laser est prélevé pour être injecté dans la cavité d'un laser voisin, selon la position dans la cavité composite).

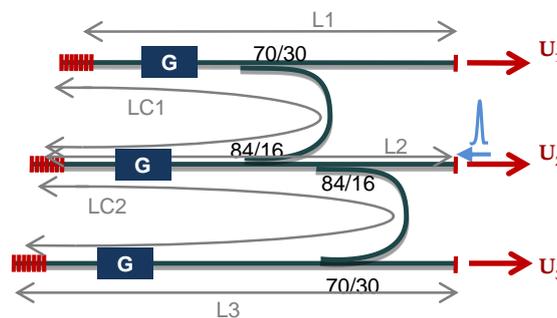


Figure II.15 : 3 lasers couplés par injection mutuelle, 2<sup>ème</sup> architecture envisagée

De nouvelles équations couplées, décrivant les champs  $U_i$  à chacune des trois sorties, sont utilisées :

$$U_1 = U_{1(2L_1)} \cdot G^2 \cdot X_1^2 + U_{2(L_1+L_{C1}+L_2)} \cdot G^4 \cdot X_2^2 \cdot (1 - X_2) \cdot X_1 \cdot (1 - X_1) \\ + U_{3(L_1+L_{C1}+L_{C2}+L_3)} \cdot G^6 \cdot X_1^2 \cdot (1 - X_1)^2 \cdot X_2 \cdot (1 - X_2)^2 \quad [\text{II-15}]$$

$$U_2 = U_{2(2L_2)} \cdot G^2 \cdot X_2^4 + U_{1(L_1+L_{C1}+L_2)} \cdot G^4 \cdot X_1 \cdot (1 - X_1) \cdot X_2^2 \cdot (1 - X_2) \\ + U_{3(L_2+L_{C2}+L_3)} \cdot G^4 \cdot X_1 \cdot (1 - X_1) \cdot X_2^3 \cdot (1 - X_2) \quad [\text{II-16}]$$

$$U_3 = U_{3(2L_3)} \cdot G^2 \cdot X_1^2 + U_{2(L_2+L_{C2}+L_3)} \cdot G^4 \cdot X_1 \cdot (1 - X_1) \cdot X_2^3 \cdot (1 - X_2) \\ + U_{1(L_1+L_{C1}+L_{C2}+L_3)} \cdot G^6 \cdot X_1^2 \cdot (1 - X_1)^2 \cdot X_2 \cdot (1 - X_2)^2 \quad [\text{II-17}]$$

avec  $X_1 = 70\%$  et  $X_2 = 84\%$  les coefficients de transmission des coupleurs, et  $G = 4$  le gain.

A partir de ces équations, nous avons calculé le contraste de la figure d'interférences résultant de la superposition de ces champs en fonction des retards précédemment décrits  $\Delta z_{12}$  et  $\Delta z_{23}$ . Le nouveau tracé de cette fonction de contraste est représenté sur la figure II.16. Cette figure fait apparaître des maxima de contraste de part et d'autre de la différence de marche nulle entre les trois faisceaux de sortie. La position de ces maxima de contraste dépend des longueurs des différentes sous-cavités, et leur niveau indique une bonne cohérence des faisceaux de sortie. Le même comportement que dans le cas à deux lasers élémentaires est ainsi observé. Les maxima de contraste sont en effet obtenus pour des retards  $\Delta z_{12} = \pm \Delta L_1 = \pm (L_{C1} - L_1 - L_2)$  et  $\Delta z_{23} = \pm \Delta L_2 = \pm (L_{C2} - L_2 - L_3)$ .

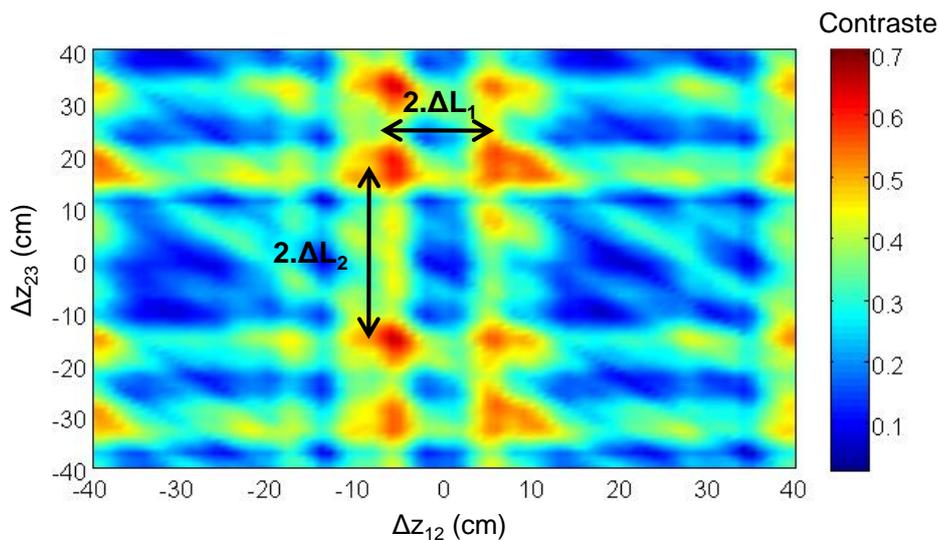


Figure II.16 : Contraste calculé de la figure d'interférences résultant de la superposition des trois faisceaux de sortie de la 2<sup>ème</sup> architecture,  $2.\Delta L_1 = L_{C1} - L_1 - L_2 = 12 \text{ cm}$  et  $2.\Delta L_2 = L_{C2} - L_2 - L_3 = 32 \text{ cm}$

Enfin, une dernière configuration consiste à ajouter un couplage entre les cavités 1 et 3, de façon à symétriser l'architecture laser, et de ce fait induire un taux de couplage identique entre chacune des cavités élémentaires. Ce laser mutuellement injecté est cette fois composé de six sous-cavités, de longueur respective  $L_1, L_2, L_3, LC_1, LC_2, LC_3$  (Figure II.17).

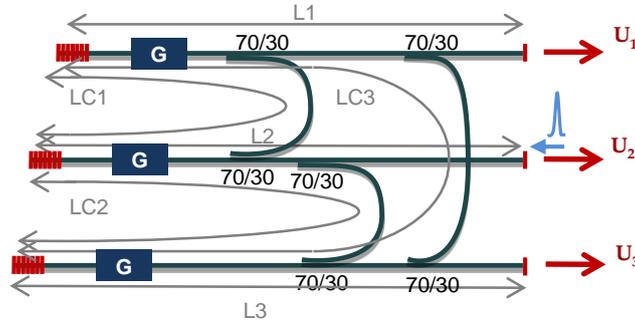


Figure II.17 : 3 lasers couplés par injection mutuelle, 3<sup>ème</sup> architecture envisagée

Les équations couplées, reliant les champs  $U_i$  en sortie de cette nouvelle architecture sont les suivantes :

$$U_1 = U_{1(2L_1)} \cdot G^2 \cdot X^4 + U_{2(L_1+LC_1+L_2)} \cdot G^4 \cdot X^4 \cdot (1-X)^2 + U_{3(L_1+LC_3+L_3)} \cdot G^4 \cdot X^6 \cdot (1-X)^2 + U_{3(L_1+LC_1+LC_2+L_3)} \cdot G^6 \cdot X^5 \cdot (1-X)^4 \quad [\text{II-18}]$$

$$U_2 = U_{2(2L_2)} \cdot G^2 \cdot X^4 + U_{1(L_1+LC_1+L_2)} \cdot G^4 \cdot X^4 \cdot (1-X)^2 + U_{3(L_2+LC_2+L_3)} \cdot G^4 \cdot X^5 \cdot (1-X)^2 + U_{1(L_1+LC_2+LC_3+L_2)} \cdot G^6 \cdot X^7 \cdot (1-X)^4 + U_{3(L_1+LC_1+LC_3+L_2)} \cdot G^6 \cdot X^6 \cdot (1-X)^4 \quad [\text{II-19}]$$

$$U_3 = U_{3(2L_3)} \cdot G^2 \cdot X^4 + U_{2(L_2+LC_2+L_3)} \cdot G^4 \cdot X^5 \cdot (1-X)^2 + U_{1(L_1+LC_3+L_3)} \cdot G^4 \cdot X^6 \cdot (1-X)^2 + U_{1(L_1+LC_1+LC_2+L_3)} \cdot G^6 \cdot X^5 \cdot (1-X)^4 \quad [\text{II-20}]$$

Le tracé du contraste de la figure d'interférences en fonction des retards  $\Delta z_{12}$  et  $\Delta z_{23}$  montre de nombreux pics de contraste, dont le niveau indique une bonne cohérence des faisceaux de sortie (Figure II.18). Cependant la multiplicité de ces pics de cohérence rend les longueurs caractéristiques dont dépend leur position difficilement identifiables. De plus, l'augmentation du nombre de sous-cavités (en  $2 \cdot N$ , avec  $N$  le nombre de lasers élémentaires) n'est pas favorable à la montée en nombre de lasers couplés. Cette configuration ne sera par conséquent pas retenue.

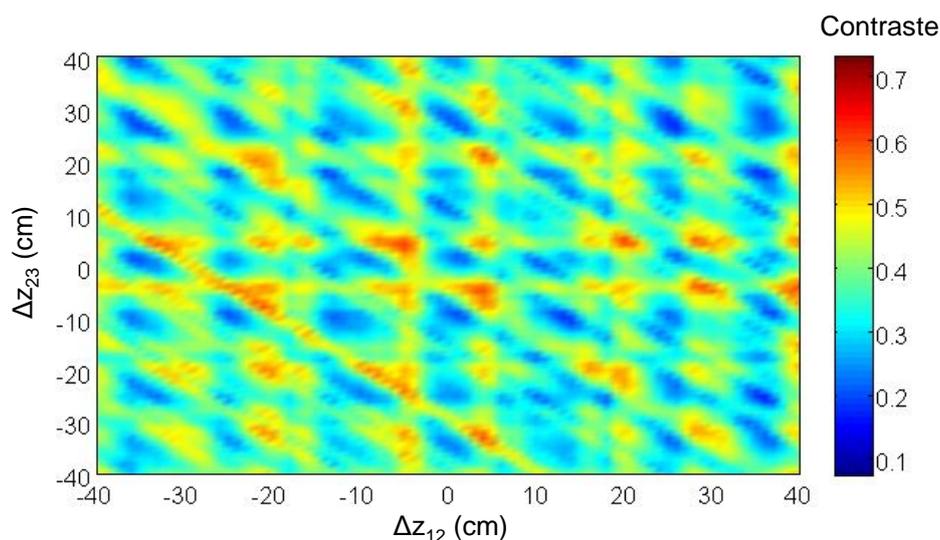


Figure II.18 : Contraste calculé de la figure d'interférences résultant de la superposition des trois faisceaux de sortie de la 3<sup>ème</sup> architecture

La configuration retenue pour la réalisation expérimentale est donc l'architecture 2, qui permet d'obtenir une figure d'interférences contrastée pour des retards facilement identifiables.

## **II.2. COEFFICIENT DE PARTAGE DES COUPLEURS D'INJECTION**

L'objectif de notre réalisation expérimentale est d'une part de confirmer les propriétés de cohérence très particulières de ces cavités lasers mutuellement injectées, et d'autre part de quantifier l'apport énergétique vis-à-vis d'une source élémentaire unique. Afin de favoriser la mise en phase des rayonnements et donc le rendement en puissance des cavités couplées, défini comme le rapport entre la somme des puissances extraites des cavités couplées et la somme des puissances extraites des cavités élémentaires, nous avons choisi le taux de partage des coupleurs permettant d'égaliser le poids des faisceaux interférant de façon constructive sur ces coupleurs. Les coefficients de partage des coupleurs peuvent ainsi être estimés. Nous considérons pour cela que les faisceaux issus des différents amplificateurs sont de poids identique. Puis, nous déterminons le poids des faisceaux interférant sur le coupleur 1 par exemple en fonction des coefficients de partage  $X/1-X$  des coupleurs ( $X$  : coefficient de transmission,  $(1-X)$  : coefficient de réflexion) et de la réflectivité  $R$  du miroir fermant la cavité (Figure II.19). L'égalité des amplitudes des faisceaux interférant sur le coupleur 1 conduit à l'équation suivante :

$$X^2(1 - R) - 2X + 1 = 0 \quad [\text{II-21}]$$

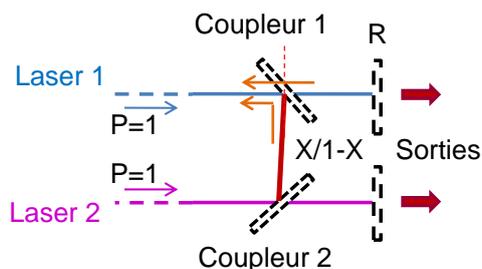


Figure II.19 : Schéma des faisceaux interférant constructivement sur le coupleur 1,  $R$  coefficient de réflexion des coupleurs de sortie,  $X/1-X$  taux de partage des coupleurs d'injection,  $P$  puissance émise par les amplificateurs

Dans le cas de mes premières réalisations expérimentales avec des lasers fibrés, le coefficient de réflexion des miroirs fermant les cavités est de 4% (réflexion de Fresnel sur les faces des fibres en sortie du laser). Cela donne un coefficient optimal de transmission  $X$  des coupleurs de 83% d'après la résolution de l'équation II-21. Expérimentalement, nous avons utilisé des coupleurs fibrés de coefficient de partage 70/30 que nous avons à disposition, afin de vérifier les propriétés de cohérence des faisceaux de sortie des lasers couplés par injection mutuelle.

Les réalisations expérimentales effectuées dans un second temps ont été menées avec des lasers à milieux amplificateurs cristallins. La puissance émise par ces lasers est extraite en milieu de cavité, les miroirs fermant les cavités ont ainsi pour coefficient de réflexion  $R = 100\%$ . La résolution de l'équation II-21 avec cette nouvelle valeur de  $R$  donne cette fois des coefficients de partage des coupleurs à utiliser de 50/50.

### **III. MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE DU COUPLAGE ENTRE LES DIFFERENTS LASERS**

Le couplage entre deux systèmes lasers peut être révélé par une signature observable dans le spectre radiofréquence qui est une représentation des battements entre les modes longitudinaux du laser. La plupart du temps, lorsque le système est couplé, le spectre RF présente un pic caractéristique du battement entre les modes des cavités élémentaires le composant. Dans cette partie du manuscrit, nous présentons une étude de ce spectre. Au delà de la validation du couplage, l'analyse de ce spectre RF permet de mesurer l'intervalle spectral libre moyen de cette configuration laser particulière à cavités imbriquées. Ainsi, peut être extraite la longueur effective de la cavité composite, paramètre important pour le fonctionnement en régime déclenché où cette longueur influence la durée des impulsions.

#### **III.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL**

Nous avons utilisé dans un premier temps des lasers à fibres amplificatrices dopées Ytterbium (FDY). Ces fibres double gaine à cœur unimodal sont pompées par des diodes laser à travers un combineur multimodal fibré (CF) et émettant à la longueur d'onde de 915 nm. Les cavités élémentaires sont fermées à une extrémité par un réseau de Bragg fibré (RBF) de réflectivité maximale alors qu'à l'autre extrémité, les réflexions de Fresnel sur la face clivée droite de la fibre sont exploitées. Ces lasers fonctionnent en régime d'émission continue à la longueur d'onde de 1090 nm fixée par les réseaux de Bragg de fond de cavité. Les lasers utilisés émettent le même niveau de puissance, égal à 500 mW.

Dans une configuration à deux amplificateurs, les cavités élémentaires sont mutuellement injectées par une paire de coupleurs fibrés déséquilibrés (CFD) de coefficient de partage 70/30, 30% du rayonnement issu d'un laser est injecté dans la cavité du laser voisin (Figure II.20). Les ports non utilisés de ces coupleurs sont clivés en angle (CA) afin d'éviter toute rétroaction indésirable dans la cavité. Les deux cavités élémentaires sont de longueurs optiques  $L_1$  et  $L_2$ . Cette configuration fait clairement apparaître une troisième sous-cavité de longueur  $L_C$ .

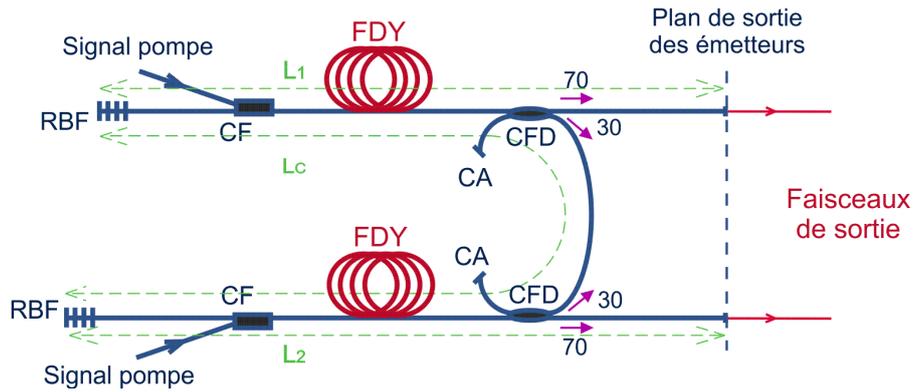


Figure II.20 : Dispositif expérimental représentant deux lasers à fibre couplés par injection mutuelle (RBF, réseau de Bragg fibré ; CF, combineur fibré ; FDY, fibre dopée Ytterbium ; CFD, coupleur fibré déséquilibré ; CA, clive en angle)

Dans le cas de la configuration à trois amplificateurs, deux coupleurs de coefficient de partage 80/20 sont insérés dans la cavité centrale (Figure II.21). Les lasers élémentaires sont ainsi couplés deux à deux. Cette cavité composite fait cette fois apparaître cinq sous-cavités, comprenant les trois cavités élémentaires de longueur  $L_1$ ,  $L_2$  et  $L_3$  et les cavités de couplage de longueur  $L_{c1}$  et  $L_{c2}$ .

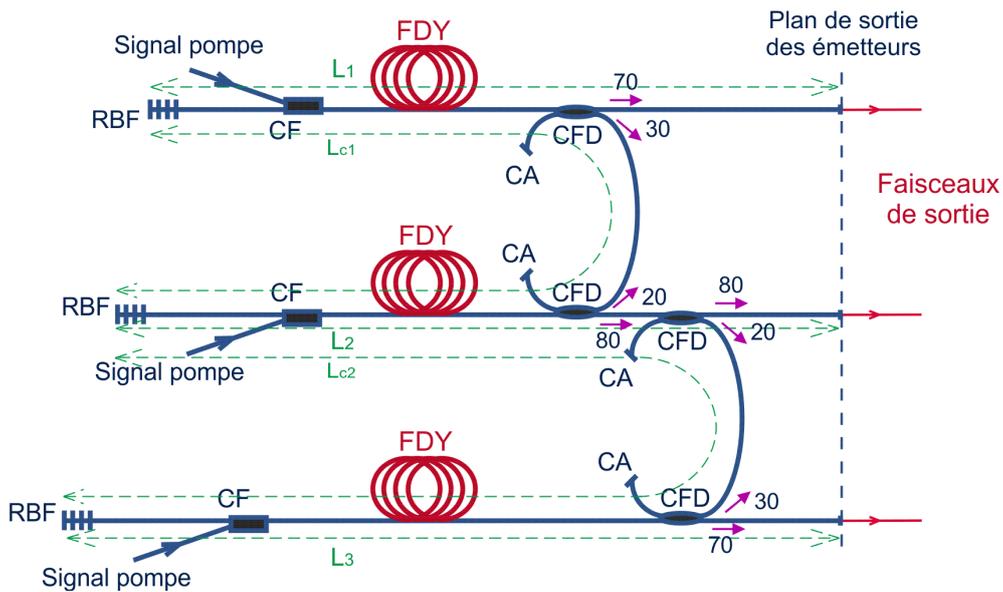


Figure II.21 : Dispositif expérimental représentant trois lasers couplés par injection mutuelle

### III.2. FREQUENCES DE RESONANCE DES CAVITES COUPLEES

Nous avons observé les battements entre les modes longitudinaux oscillant dans ces cavités composites par une analyse spectrale, dans le domaine RF, de l'émission de l'une des deux sorties du système de cavités imbriquées.

Les informations recueillies sont identiques quelle que soit la sortie analysée. Le spectre radiofréquence relevé montre un signal structuré (Figure II.22.a), qui est une signature

du couplage entre les deux lasers. Le spectre mesuré concorde avec le spectre d'émission déterminé numériquement à partir du produit des peignes de fréquences de résonance des trois sous-cavités (Figure II.22.b). En effet, la structuration relevée dépend des longueurs optiques des trois sous-cavités (Figure II.20 ;  $L_1 = 30,54$  m,  $L_2 = 36,46$  m et  $L_C = 67,17$  m), et notamment de la différence de longueurs  $\Delta L = L_C - L_1 - L_2$ . L'interprétation selon laquelle les deux lasers oscillent sur les modes communs aux différentes sous-cavités du système est donc confirmée. Les lasers à injection mutuelle semblent ainsi faire partie de cette famille de lasers ramifiés, même si l'architecture est sensiblement différente de celles utilisées dans les autres techniques de combinaison par voie passive, c'est-à-dire sans zone commune de superposition des multiples faisceaux amplifiés. Le verrouillage en phase des émissions de lasers à injection mutuelle est cependant à confirmer et est étudié dans la suite du chapitre.

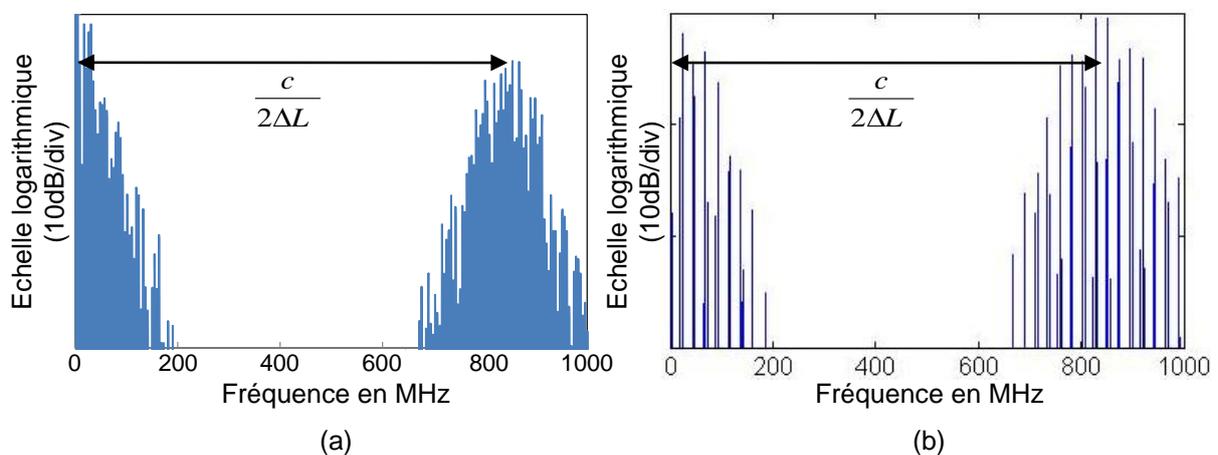


Figure II.22 : (a) Spectre électrique mesuré en sortie des lasers couplés, (b) Congruences modales calculées numériquement entre les modes oscillant dans les trois sous-cavités

Dans la configuration à trois lasers couplés, nous observons également en sortie du système laser un spectre RF structuré. Cette structuration est plus complexe que celle imposée par la configuration à deux voies amplificatrices. Cependant, comme dans le cas précédent, les trois faisceaux émis ont un comportement spectral (domaine radiofréquence) identique. Cela signifie que le laser composite oscille sur des fréquences de résonance communes à ses cinq sous-cavités. Nous retrouvons dans l'enveloppe du spectre radiofréquence, la signature des différences de longueurs  $\Delta L_1 = L_{C1} - L_1 - L_2$  et  $\Delta L_2 = L_{C2} - L_2 - L_3$  (Figure II.23), déjà repérées dans l'étude numérique précédente (Paragraphe II.1.2).

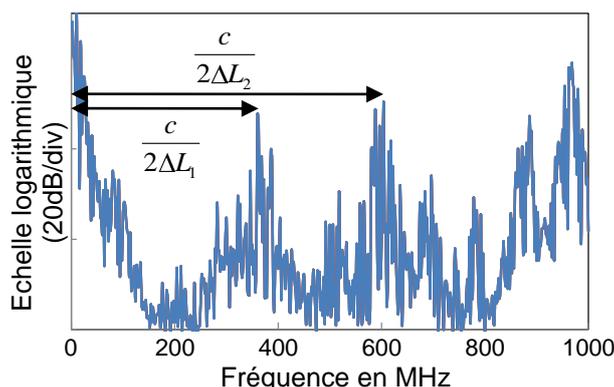


Figure II.23 : Spectre électrique mesuré en sortie des trois lasers couplés, avec  $\Delta L_1 = L_{C1} - L_1 - L_2 = 0,40$  m et  $\Delta L_2 = L_{C2} - L_2 - L_3 = 0,24$  m

### III.3. LONGUEUR EFFECTIVE DE LA CAVITE COMPOSITE

Si les modulations de l'enveloppe du spectre RF mettent en évidence le couplage des multiples rayonnements émis par les différentes sous-cavités mutuellement injectées, la « fréquence porteuse » donne une indication sur la fréquence de récurrence moyenne du système composite et donc sur sa longueur effective. Ce paramètre est important notamment en régime impulsionnel car la durée des impulsions les plus courtes dépend de la longueur de la cavité.

Pour mesurer cette longueur effective, nous avons observé plus en détails les spectres électriques mesurés en sortie de la cavité composite constituée tout d'abord de deux lasers mutuellement injectés. On observe clairement la fréquence de l'enveloppe en  $\frac{c}{2\Delta L}$  avec  $\Delta L = (L_C - L_1 - L_2)$  et la fréquence porteuse inversement proportionnelle à  $\frac{L_1+L_2}{2}$ , qui est donc la longueur effective de la cavité composite à deux bras amplificateurs (Figure II.24). On montre ainsi que la longueur effective du laser à deux cavités couplées par injection mutuelle est la longueur moyenne des cavités élémentaires. Ceci est un point favorable pour le fonctionnement en régime impulsionnel. En effet, nous pouvons avancer que l'augmentation du nombre de cavités élémentaires ne doit pas augmenter la longueur effective de la cavité composite obtenue. Cela signifie que la durée des impulsions engendrées dans un tel système devrait être similaire à celle des impulsions engendrées dans l'une ou l'autre des cavités élémentaires.

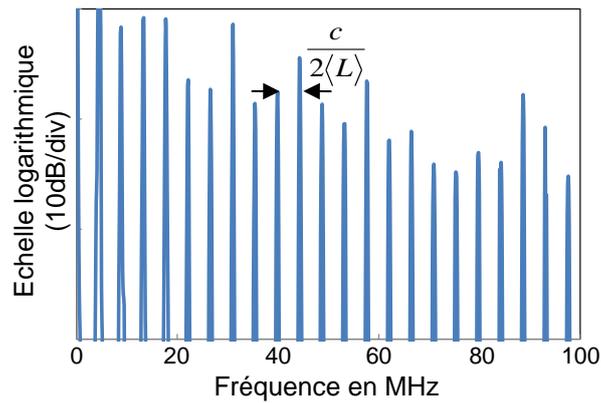


Figure II.24 : Spectre électrique mesuré en sortie des lasers couplés, zoom de la figure II.22.a, avec  $\langle L \rangle = \frac{L_1 + L_2}{2} = 33,5 \text{ m}$

La mesure de « fréquence porteuse » effectuée dans la configuration à trois lasers couplés par injection mutuelle conforte cette conclusion. La longueur effective retrouvée correspond en effet à la longueur moyenne des trois cavités élémentaires (Figure II.25).

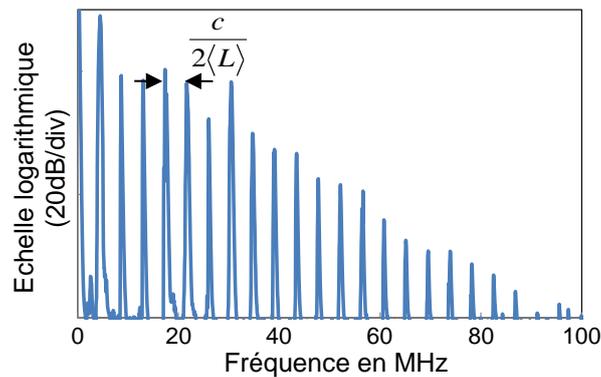


Figure II.25 : Spectre électrique mesuré en sortie des lasers couplés, zoom de la figure II.23, avec  $\langle L \rangle = \frac{L_1 + L_2 + L_3}{2} = 34,6 \text{ m}$

L'analyse du spectre radiofréquence permet de montrer le couplage entre les lasers élémentaires, néanmoins elle ne suffit pas à garantir la cohérence des différents faisceaux de sortie. L'analyse de la cohérence des rayonnements issus des lasers mutuellement injectés fait ainsi l'objet du paragraphe suivant.

## **IV. ANALYSE DE LA COHERENCE TEMPORELLE DES EMISSIONS DE LASERS MUTUELLEMENT INJECTES**

L'étude expérimentale que nous rapportons ci-après a pour objectif de confirmer les résultats des simulations numériques que nous avons effectuées sur les propriétés de cohérence temporelle des rayonnements émis par des lasers couplés par injection mutuelle. Cette étude est importante car elle doit permettre de repérer extra-cavité les zones de cohérence mutuelle où peuvent être observées des interférences stables et contrastées. Les propriétés de l'émission de ce type de source n'ont jamais été explorées, alors que plusieurs publications sur les cavités mutuellement injectées rapportent directement ou indirectement certaines difficultés à visualiser des franges d'interférences stables et contrastées au cours du temps dans la zone de superposition des faisceaux émis.

Pour étudier ces propriétés, nous avons réalisé une intercorrélacion entre les émissions des lasers élémentaires couplés. Pour cela, nous avons positionné des lignes à retards, hors cavité, sur le trajet des faisceaux de sortie du système laser composite. Il est ainsi possible de faire varier la différence de marche entre les différents faisceaux de sortie avant de les faire interférer. De cette façon, nous pouvons comparer l'évolution du contraste obtenue expérimentalement avec celle calculée tel que décrit dans le paragraphe II de ce chapitre. Nous présentons par la suite les propriétés de cohérence de lasers fibrés mutuellement injectés, puis celles de lasers à milieu amplificateur cristallin. L'emploi de lasers à milieu amplificateur cristallin est plus adapté aux applications visées, qui sont de générer des impulsions courtes et très énergétiques. Nous avons cependant commencé notre étude avec les lasers que nous avons à disposition, soit des lasers à fibre dopée Ytterbium.

### **IV.1. PROPRIETES DE COHERENCE DE LASERS A FIBRE DOPEE YTTERBIUM MUTUELLEMENT INJECTES**

#### **IV.1.1. DEUX LASERS A FIBRE COUPLES PAR INJECTION MUTUELLE**

La configuration à deux lasers couplés par injection mutuelle est celle décrite dans le paragraphe précédent (Figure II.20). Une ligne à retard est placée sur le trajet de l'un des deux faisceaux de sortie de ce laser composite (Figure II.26). Un système de déport de faisceaux constitué de deux miroirs plans et d'un prisme assure une superposition des faisceaux formant un angle faible sur une caméra CCD. Nous pouvons ainsi observer sur cette caméra le

contraste des franges d'interférences obtenues en fonction du retard  $\Delta z$  induit par la ligne à retard. Un retard  $\Delta z$  égal à 0 correspond à une différence de marche nulle entre les trajets parcourus par les deux faisceaux de sortie, ce qui serait équivalent à faire interférer les deux faisceaux dans le plan de sortie du laser composite.

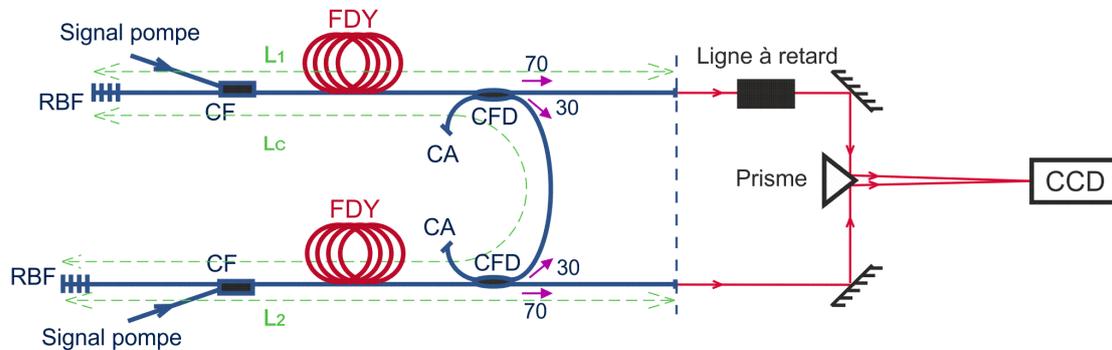


Figure II.26 : Dispositif expérimental représentant deux lasers couplés par injection mutuelle et le système d'analyse

Expérimentalement, nous retrouvons les maxima de contraste de part et d'autre de la différence de marche nulle, pour des retards  $\Delta z = \pm\Delta L$ ,  $\Delta L$  dépendant des longueurs des trois sous-cavités de longueurs  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_c$ . Nous avons comparé les courbes expérimentale et numérique représentant l'évolution du contraste des franges d'interférences en fonction du retard induit par la ligne à retard (Figure II.27), les deux courbes concordent. Pour les retards  $\Delta z = \pm\Delta L$ , les franges d'interférences sont fortement contrastées. La largeur de ces pics de contraste  $L_p$  est égale à la longueur de cohérence des lasers, elle est donnée par la bande d'émission des lasers ( $L_p = \frac{\lambda_0^2}{\delta\lambda}$  avec  $\lambda_0$  la longueur d'onde centrale d'émission et  $\delta\lambda$  la largeur de la bande d'émission des lasers). En dehors de ces positions particulières, le contraste et la position des franges d'interférences fluctuent continûment. Cependant, même pour les retards correspondant aux pics de cohérence donc aux maxima de contraste de la figure d'interférences, des perturbations environnementales peuvent induire un glissement des franges d'interférences.

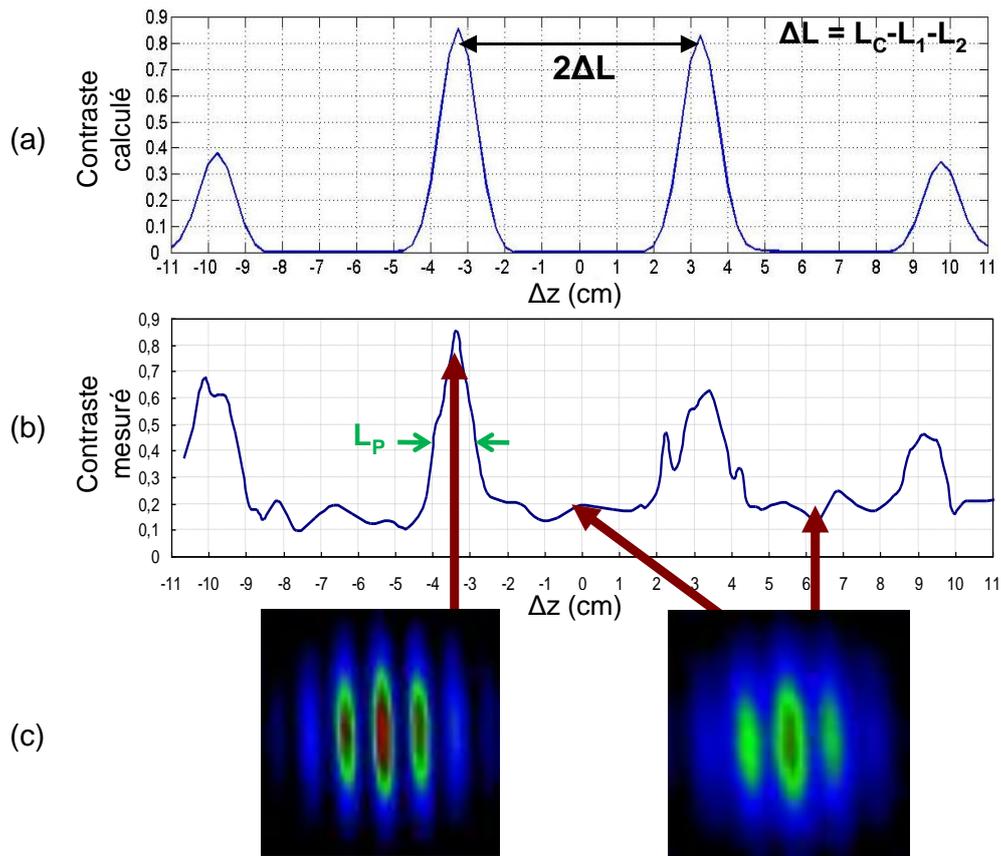


Figure II.27 : Contraste des franges d'interférences résultant de la superposition des deux faisceaux de sortie du laser mutuellement injecté en fonction du retard spatial  $\Delta z$ , (a) calculé à partir de la réponse impulsionnelle (Paragraphe II.1.1), (b) mesuré en superposant les deux faisceaux de sortie ; (c) Franges d'interférences observées pour plusieurs retards induits par la ligne

Il existe plusieurs critères permettant de quantifier la cohérence des rayonnements émis, comme le taux de combinaison ou le rapport de Strehl [6]. Nous avons utilisé un critère  $Q$ , nommé qualité de cophasage, ne dépendant pas du taux de remplissage en champ proche ni de l'agencement des faisceaux émis. Cette qualité de cophasage  $Q$  est définie comme le rapport entre l'éclairement sur l'axe ( $x = y = 0$ ) de la figure d'interférences observée et l'éclairement sur l'axe obtenu dans le cas d'une combinaison cohérente idéale, c'est-à-dire avec des faisceaux de phase identique. Idéalement, l'éclairement sur l'axe obtenu dans le cas d'une combinaison cohérente est égal au produit du nombre d'émetteurs  $N$  et de l'éclairement sur l'axe obtenu pour une combinaison incohérente (Equation II-22). Ce dernier est considéré égal à la moyenne sur un motif de l'éclairement de la figure d'interférences observée. A partir de la mesure de l'éclairement sur l'axe de la figure d'interférences observée, nous déduisons ainsi la valeur de la qualité de cophasage. Cette valeur est obtenue pour le retard correspondant au maximum de contraste de la figure d'interférences résultant de la superposition des faisceaux. Elle est alors égale à 93%. Nous pouvons en conclure que les rayonnements émis par le laser mutuellement injecté sont cohérents.

$$Q = \frac{\hat{E}_{mesuré}(x=0,y=0)}{\hat{E}_{idéal}(x=0,y=0)} = \frac{\hat{E}_{mesuré}(x=0,y=0)}{N \times \hat{E}_{incohérent}(x=0,y=0)} \quad [\text{II-22}]$$

### • Pic de cohérence à la différence de marche nulle

Nous avons ensuite cherché à ajuster les longueurs de cavités de façon à observer un pic de cohérence pour une différence de marche nulle entre les deux faisceaux. En effet, d'après les résultats numériques il suffit, pour obtenir un maximum de contraste sans avoir à utiliser de ligne à retard, d'annuler la différence de longueur  $\Delta L$  (Figure II.28).

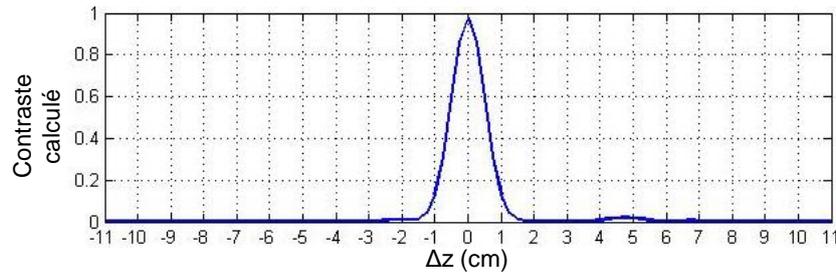


Figure II.28 : Contraste des franges d'interférences résultant de la superposition des deux faisceaux de sortie calculé à partir de la réponse impulsionnelle, pour  $\Delta L = L_C - L_1 - L_2 = 0$

Expérimentalement, nous nous sommes donc placés dans ce cas particulier. Or, nous avons observé des franges d'interférences à la fois instables en contraste et en position, ceci pour n'importe quel retard  $\Delta z$ , y compris pour une différence de chemin optique nulle entre les deux faisceaux ( $\Delta z = 0$ ). Nous avons alors observé le spectre optique émis par le laser mutuellement injecté. Celui-ci présente des modulations qui se traduisent de façon irrégulière dans un sens et dans un autre et dont la période est inversement proportionnelle à la différence de longueur  $\Delta L$  (Figure II.29). Les lasers couplés oscillent sur les modes communs aux trois sous-cavités. Ces modes ont une enveloppe modulée selon une période inversement proportionnelle à la différence de longueur  $\Delta L$ . Cette modulation est pondérée par la bande de gain des lasers. Ainsi lorsque  $\Delta L$  est grand, de nombreux modes communs sont présents dans la bande d'émission des lasers, ceci indépendamment des perturbations environnementales. Mais lorsque  $\Delta L$  devient petit, les modes communs se raréfient et conduisent à une période de modulation spectrale grande devant la largeur de bande d'émission des lasers. Les perturbations environnementales induisant un glissement de ces modes, parfois hors de la bande d'émission, les lasers peuvent se mettre à osciller indépendamment l'un de l'autre. Ce phénomène est commun à tous les lasers couplés de façon passive [7]. Par conséquent, pour être robuste, cette méthode de couplage impose d'avoir une configuration telle que  $\Delta L \neq 0$  et d'utiliser une ligne à retard extra-cavité afin d'observer une sommation cohérente efficace,

celle-ci n'est en effet pas observable à la différence de chemin optique nulle entre les faisceaux.

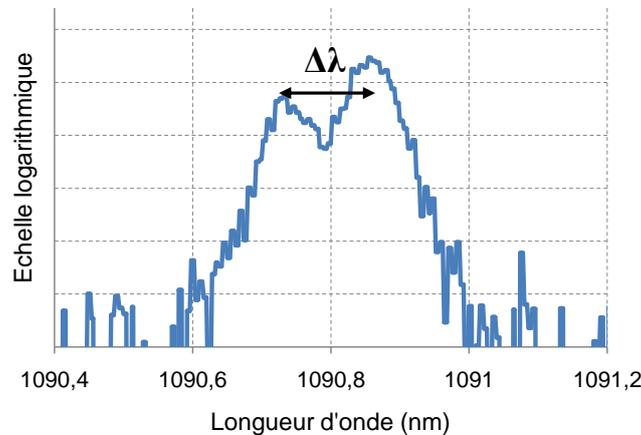


Figure II.29 : Spectre optique émis par le laser mutuellement injecté lorsque  $\Delta L$  est faible,  $\Delta\lambda = \lambda^2/2.\Delta L$

#### IV.1.2. TROIS LASERS A FIBRE COUPLES PAR INJECTION MUTUELLE

Trois lasers sont couplés suivant l'architecture retenue et décrite dans la partie précédente (Figure II.21). Deux lignes à retard, imposant un retard  $\Delta z_1$  entre les sorties 1 et 2 et  $\Delta z_2$  entre les sorties 2 et 3, sont ajoutées en sortie du système afin de visualiser les zones de cohérence entre les trois faisceaux de sortie. La figure d'interférences résultant de la superposition de ces trois faisceaux est observée sur la caméra CCD (Figure II.30). L'évolution du contraste mesurée est comparée à celle calculée via la réponse impulsionnelle du système composite (Paragraphe II.1.2) (Figure II.31). Comme attendu, une figure d'interférences contrastée est observée pour des retards dépendant des longueurs des sous-cavités, soit pour  $\Delta z_1 = L_{C1} - L_1 - L_2$  et  $\Delta z_2 = L_{C2} - L_2 - L_3$  (Figure II.31.F). En dehors de ces positions particulières, la figure d'interférences est peu contrastée, et les franges fluctuent en position et en contraste. Les résultats numériques et expérimentaux sont donc cohérents. Cependant, des perturbations environnementales peuvent induire un glissement des franges d'interférences et donc une instabilité de la figure d'interférences, y compris pour les positions correspondant à des pics de cohérence. Ce phénomène est exacerbé par le caractère bidimensionnel de la figure d'interférences en comparaison à celle obtenue avec la configuration à deux amplificateurs.

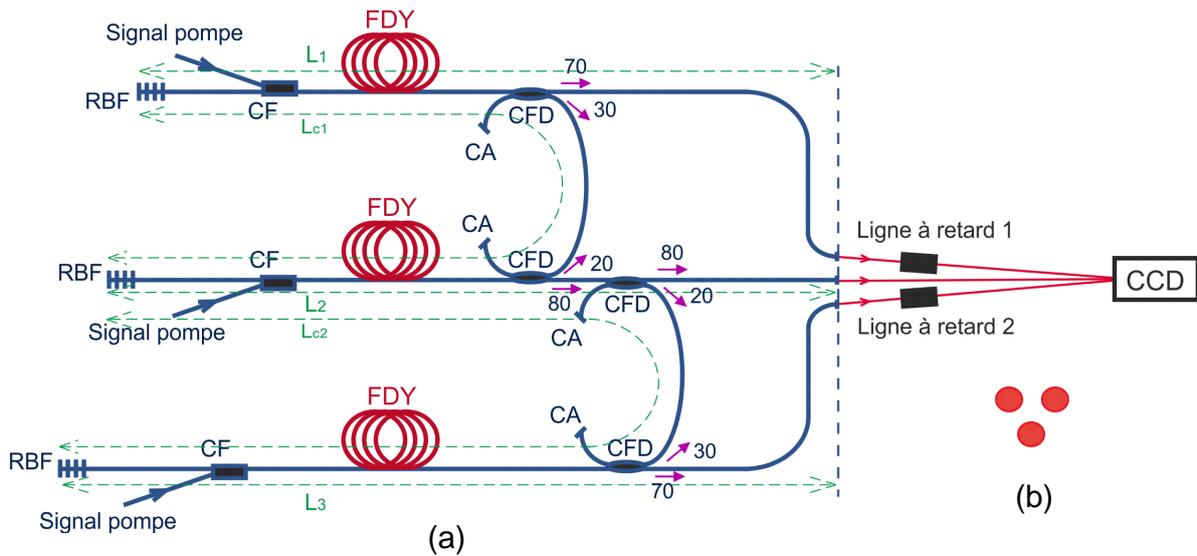


Figure II.30 : (a) Dispositif expérimental représentant trois lasers couplés par injection mutuelle et le système d'analyse, (b) Disposition des trois faisceaux dans le plan de sortie du laser composite

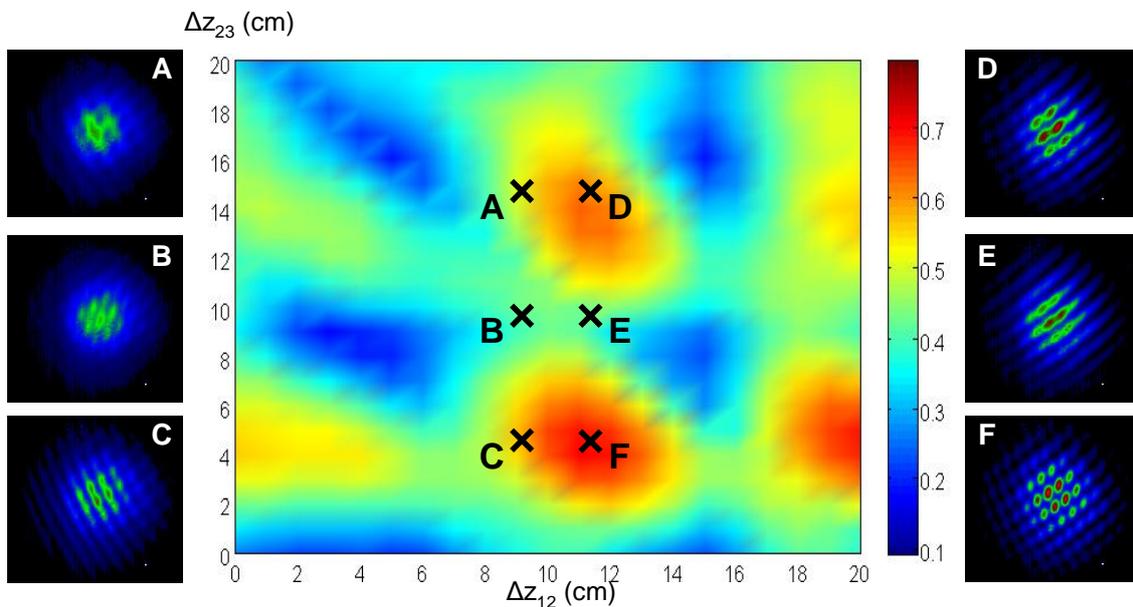


Figure II.31 : Contraste calculé et figures d'interférences mesurées en fonction des retards spatiaux,  $F$  : position pour laquelle  $\Delta z_1 = L_{C1} - L_1 - L_2$  et  $\Delta z_2 = L_{C2} - L_2 - L_3$

## IV.2. PROPRIETES DE COHERENCE DE LASERS YAG DOPE NEODYME MUTUELLEMENT INJECTES

Nous avons dans un second temps utilisé des lasers à milieux amplificateurs cristallins fonctionnant en régime relaxé. Les lasers à fibre nous ont servi à valider cette méthode de couplage, mais pour les applications auxquelles ce projet est destiné, soit générer des impulsions courtes et très énergétiques, des lasers massifs sont mieux adaptés. La société

Cilas nous a ainsi fourni trois têtes lasers constituées de barreaux de Nd:YAG pompés longitudinalement par diode laser. Nous allons tout d'abord décrire les lasers élémentaires utilisés, avant d'analyser leurs caractéristiques dans un système de lasers couplés par injection mutuelle.

#### IV.2.1. LASERS ELEMENTAIRES

Les trois têtes lasers sont identiques et constituées d'une cellule de pompage optique (une diode laser émettant à 808 nm, son système de refroidissement et une optique de focalisation) et d'un milieu amplificateur. Le courant d'alimentation de la diode laser est pulsé, ce qui impose un régime de fonctionnement relaxé du laser. Le pompage est ainsi actif pendant 230  $\mu$ s à la fréquence de récurrence de 14 Hz. L'optique de focalisation permet d'adapter la géométrie du faisceau pompe au milieu amplificateur. Le volume de gain obtenu sélectionne en partie le mode laser dans la cavité. Le milieu amplificateur est un barreau de Nd:YAG de diamètre 4 mm et de longueur 6 cm. Ce barreau est protégé dans son support et ne nécessite pas de refroidissement (Figure II.32). Un système d'alignement, composé d'une lame à faces parallèles et de lames prismatiques, est ajouté à cette tête laser pour un ajustement fin de l'axe laser.

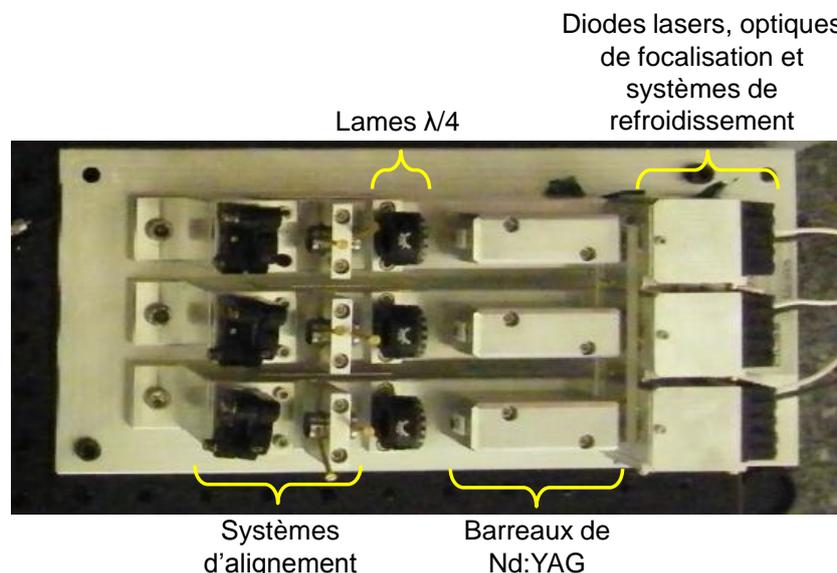


Figure II.32 : Photographie des trois têtes lasers fournies par Cilas

Nous avons inséré ces têtes lasers dans une cavité qui est refermée d'un côté par un miroir plan dichroïque commun à l'ensemble des sous cavités, de réflectivité maximale à 1064 nm et de transmission maximale à 808 nm, et situé entre la lentille de focalisation du faisceau de pompage et le barreau de Nd:YAG (Figure II.33). A l'autre extrémité, chaque cavité élémentaire est complétée par un miroir plan de réflectivité maximale à 1064 nm. La

lentille thermique induite par le pompage dans le milieu amplificateur rend cette cavité géométriquement stable. Un cube séparateur de polarisation, positionné au milieu de la cavité, agit comme coupleur de sortie du laser élémentaire. Une lame quart d'onde située entre ce cube et le barreau de Nd:YAG permet d'ajuster le taux d'extraction du résonateur laser. Selon l'orientation de la lame quart d'onde, il est possible de contrôler la proportion d'énergie extraite de la cavité et donc de faire varier son coefficient de surtension.

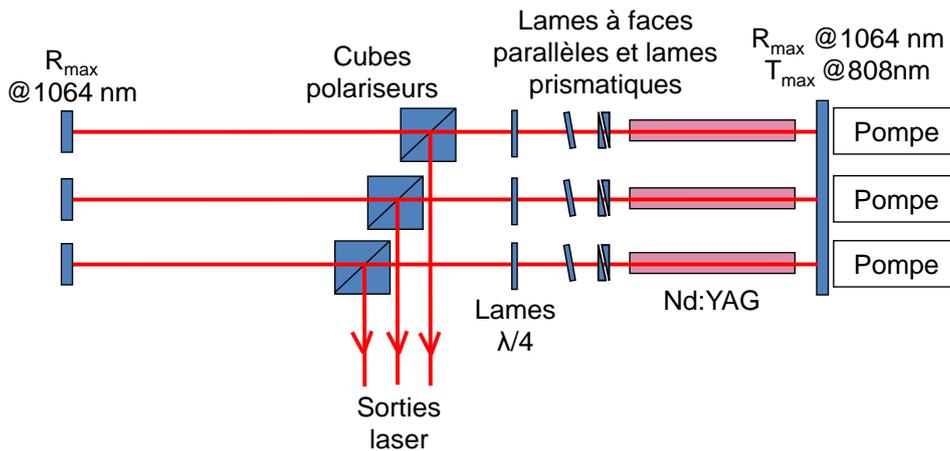


Figure II.33 : Schéma des cavités laser mises en place

Nous avons dans un premier temps caractérisé ces trois lasers élémentaires en termes d'énergie émise et de qualité spatiale de faisceau. Pour cela, l'énergie extraite de chaque laser a été mesurée en fonction de l'orientation de la lame quart d'onde. Nous avons également calculé pour chaque orientation de cette lame le coefficient de réflexion équivalent du polariseur, correspondant au taux d'extraction de la cavité. Les données correspondant à la cavité 1 sont reportées sur la figure II.34. Pour une puissance de pompage crête de 1 kW, 28 mJ par impulsion au maximum sont extraits de cette cavité, cela correspond à un coefficient de réflexion équivalent du polariseur de 83%. Les deux autres cavités permettent d'extraire au maximum respectivement 30 et 31 mJ, pour des coefficients de réflexion équivalents des polariseurs de 74 et 75%. Dans la suite des expériences, nous orienterons les lames quart d'onde de façon à toujours extraire le maximum d'énergie des cavités. Il nous faudra donc ajuster l'orientation de ces lames en cas d'introduction d'un nouvel élément dans la cavité, par exemple une séparatrice, susceptible de générer des pertes supplémentaires.

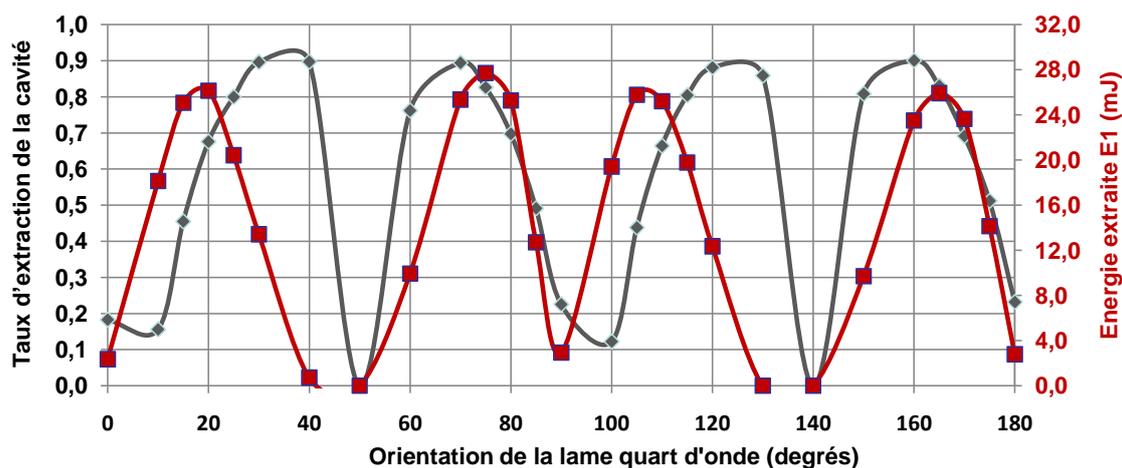


Figure II.34 : Energie extraite de la cavité 1 et taux d'extraction en fonction de l'orientation de la lame  $\lambda/4$

Nous avons mesuré la qualité spatiale des faisceaux émis par chacun des lasers élémentaires. Chaque faisceau a été observé grâce à une caméra CCD à la fois en champ proche (sortie laser) et en champ lointain. A partir de la mesure de leur diamètre dans ces deux plans d'observation, nous pouvons conclure que les faisceaux de sortie des trois cavités présentent une bonne qualité spatiale (1,3 fois la limite de diffraction pour le faisceau de sortie de la cavité 1, Figure II.35 ; 1 fois et 1,3 fois la limite de diffraction respectivement pour les faisceaux de sortie des cavités 2 et 3).

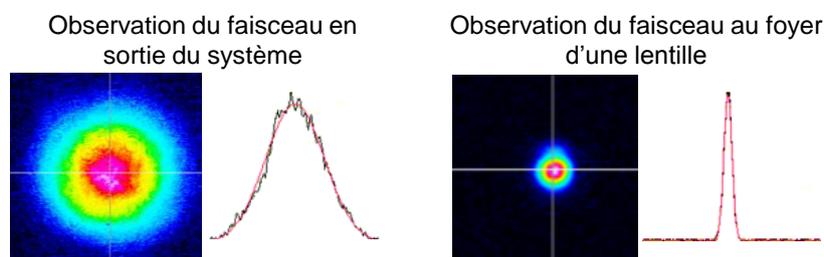


Figure II.35 : Faisceau de sortie de la cavité 1 ; rayon du faisceau à  $1/e$  du maximum :  $880 \mu\text{m}$  à la sortie du laser et  $159 \mu\text{m}$  au foyer d'une lentille de focale 30 cm.

#### IV.2.2. LASERS YAG/ $\text{Nd}^{3+}$ COUPLES PAR INJECTION MUTUELLE

Nous avons couplé deux de ces cavités par injection mutuelle. Le taux de partage optimal des coupleurs utilisés pour l'injection a été calculé dans le paragraphe II.2 et est de 50/50. Des séparatrices de coefficient de partage 50/50 ont ainsi été introduites dans chacune des deux cavités (Figure II.36), ce qui induit un taux d'injection d'une cavité sur l'autre de 25%. Deux lignes à retard sont placées sur le trajet des deux faisceaux de sortie et permettent d'ajuster la différence de chemin optique parcourue par ces deux faisceaux. Les franges d'interférences résultant de la superposition des faisceaux de sortie sont observées sur une caméra CCD positionnée au foyer d'une lentille.

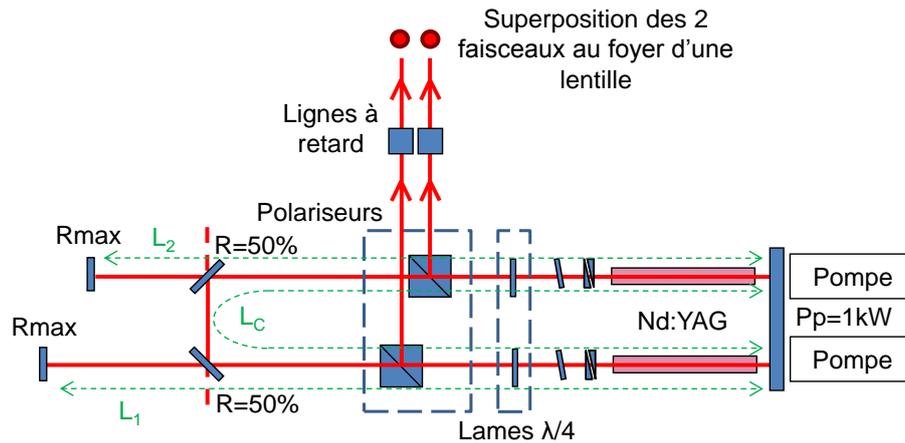


Figure II.36 : Deux lasers massifs couplés par injection mutuelle grâce à des séparatrices 50/50

Cette architecture n'étant pas exactement la même que celle expérimentée avec des lasers à fibre, ceci à cause du système d'extraction centrale, nous avons de nouveau déterminé numériquement la position des zones de cohérence mutuelle. Les résultats numériques présentés ont été obtenus pour des longueurs de cavité identiques au cas expérimental ( $L_1 = 88,3$  cm,  $L_2 = 60,3$  cm et  $L_C = 107,8$  cm). Des maxima de contraste espacés de  $2 \cdot \Delta L$  avec  $\Delta L = L_C - L_1 - L_2$  apparaissent, mais ils se situent cette fois de part et d'autre de la différence de longueur  $\pm (L_2 - L_1)$  (Figure II.37).

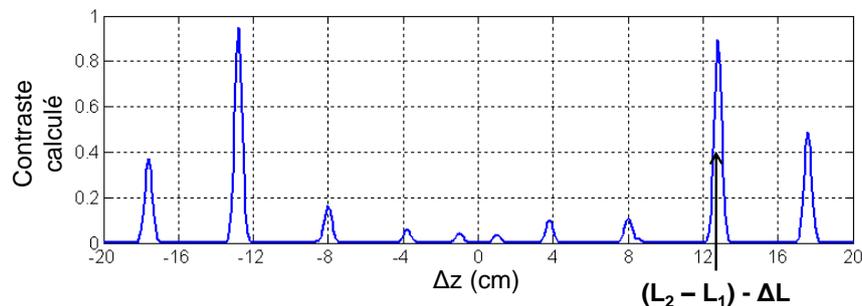


Figure II.37 : Contraste des franges d'interférences résultant de la superposition des deux faisceaux de sortie calculé à partir de la réponse impulsionnelle du système composite

Nous avons donc ajusté expérimentalement les lignes à retards afin d'observer la figure d'interférences correspondant au maximum de contraste. Comme attendu, les franges d'interférences résultant de la superposition des deux faisceaux de sortie et observées pour ces retards particuliers présentent un fort contraste (Figure II.38) et une bonne stabilité. En effet, la dérive maximale des franges au cours du temps correspond à une variation de la différence de marche de  $\pm \lambda/10$ . La qualité de cophasage calculée à partir de ces franges d'interférences selon la relation II-22 est de 89%. Ces données montrent que les deux faisceaux de sortie sont cohérents. Il faut imaginer, par rapport à la figure II.36, que dans un système adapté, les faisceaux de sortie du laser composite devraient être suffisamment proches l'un de l'autre

pour qu'en champ lointain, la figure d'interférences ne présente qu'un seul lobe principal comprenant la majeure partie de l'énergie émise.

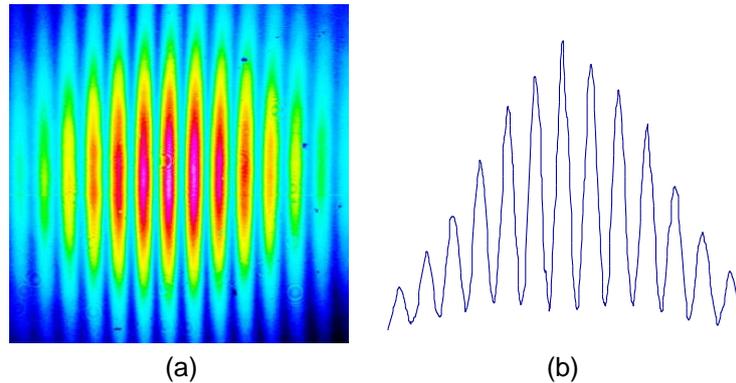


Figure II.38 : Figure d'interférences résultant de la superposition des deux faisceaux de sortie et présentant le maximum de contraste (a), et profil correspondant (b)

Nous avons étendu cette architecture afin de coupler trois de ces lasers par injection mutuelle. Pour cela, nous avons utilisé quatre séparatrices de coefficient de partage 50/50 et 70/30 (Figure II.39). Les deux séparatrices de taux de partage déséquilibré sont ajoutées en série dans la cavité centrale. Les lasers élémentaires sont couplés deux à deux dans une architecture semblable à celle présentée avec les lasers à fibre. Les coefficients de partage de ces séparatrices sont choisis afin que les pertes engendrées par celles-ci soient équivalentes dans chaque sous cavité. Trois lignes à retard sont placées sur le trajet des faisceaux de sortie disposés en ligne, ces derniers se superposent ensuite au foyer d'une lentille.

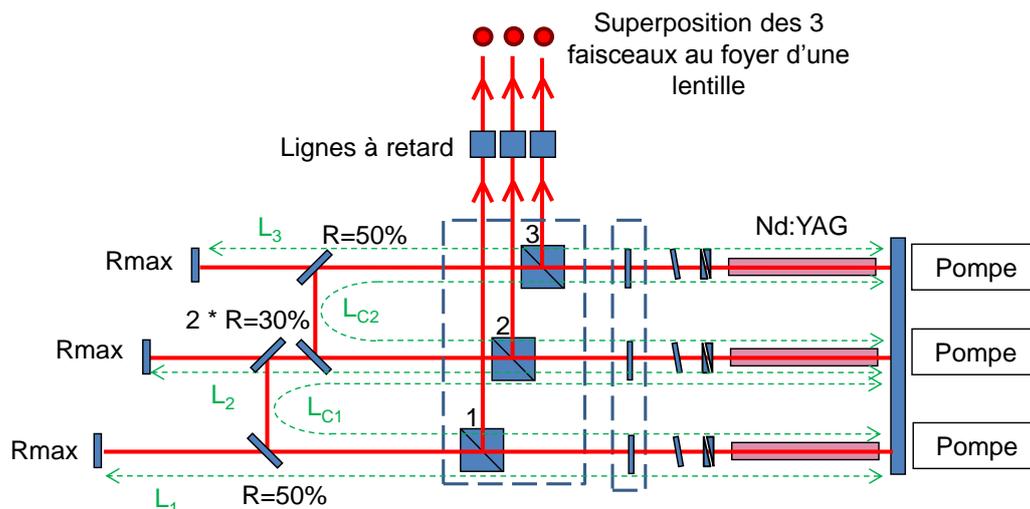


Figure II.39 : Trois lasers massifs couplés par injection mutuelle grâce à des séparatrices 50/50 et 70/30

Nous avons déterminé numériquement la position des zones de cohérence en fonction des longueurs des cinq sous-cavités. Les longueurs caractéristiques sont similaires à celles

déterminées précédemment pour deux cavités couplées. Nous retrouvons en effet des maxima de contraste pour  $\Delta z_{12} = \pm \Delta L_1$  autour de  $L_2 - L_1$  et  $\Delta z_{23} = \pm \Delta L_2$  autour de  $L_3 - L_2$ , avec  $\Delta z_{12}$  le retard imposé entre les faisceaux de sortie 1 et 2,  $\Delta z_{23}$  le retard imposé entre les faisceaux de sortie 2 et 3,  $\Delta L_1 = L_{C1} - L_1 - L_2$  et  $\Delta L_2 = L_{C2} - L_2 - L_3$ . Après avoir ajusté expérimentalement les trois lignes à retard en fonction de ces résultats numériques, nous obtenons la figure d'interférences représentée sur la figure II.40. Des résultats similaires au cas à deux émetteurs sont obtenus. En effet, la stabilité des franges d'interférences (dérive des franges équivalente à une variation de la différence de marche de  $\pm\lambda/10$ ) et la bonne qualité de cophasage (de 75%) indiquent une bonne cohérence des trois faisceaux de sortie.

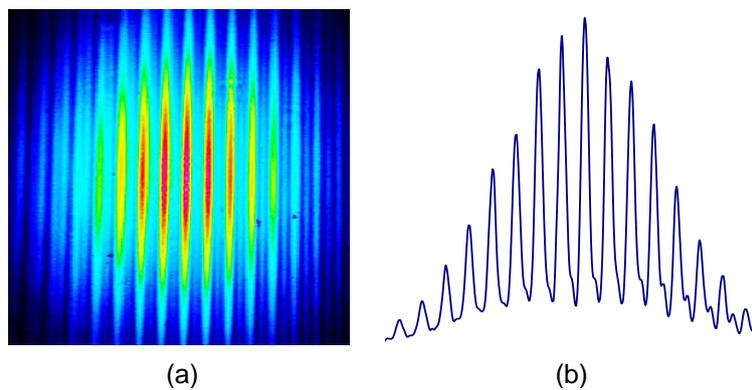


Figure II.40 : Figure d'interférences résultant de la superposition des trois faisceaux de sortie et présentant le maximum de contraste (a), et profil correspondant (b)

Nous avons vu dans cette partie que la méthode de combinaison de lasers par injection mutuelle permet d'obtenir une figure d'interférences résultant de la superposition des différents faisceaux de sortie contrastée et relativement stable. Cette figure d'interférences présente pour chacune des architectures expérimentées une bonne qualité de cophasage, ce qui indique une bonne cohérence des faisceaux de sortie. Néanmoins, pour visualiser ce maximum de cohérence, il est nécessaire d'utiliser des lignes à retards extra-cavité afin d'ajuster la différence de chemin optique entre chaque faisceau de sortie. En effet, ces architectures ne disposent pas d'un plan de référence évident où tous les faisceaux sont verrouillés en phase. Il est donc indispensable de calculer au préalable les retards à imposer à chaque faisceau de sortie afin d'observer ces pics de cohérence nécessaires à une combinaison cohérente efficace des multiples faisceaux émis.

Dans le prochain paragraphe nous allons nous intéresser au bilan énergétique de ces architectures de combinaison de lasers à milieu amplificateur cristallin, le but de la

combinaison de lasers étant en effet d'augmenter sensiblement la brillance des sources à amplificateur unique.

### IV.3. BILAN ENERGETIQUE

Le but de ces méthodes de combinaison cohérente de lasers est d'atteindre des niveaux d'énergie forts tout en conservant une bonne qualité spatiale des faisceaux de sortie. Ces architectures de couplage par injection mutuelle sont des sources à émission multiple. La qualité spatiale des différents faisceaux de sortie des cavités mutuellement injectées est identique à celle des faisceaux issus des cavités élémentaires indépendantes. Nous avons caractérisé les configurations expérimentées en énergie. Le rendement énergétique de combinaison de ces architectures est calculé comme le rapport entre l'énergie émise par les lasers mutuellement injectés et l'énergie émise par les lasers élémentaires indépendants.

Lorsque deux des lasers élémentaires sont couplés à l'aide des séparatrices 50/50, la cavité composite formée comprend deux voies de sortie qui permettent d'extraire les énergies  $E_1$  et  $E_2$ , et deux voies à fuites où sont mesurées les énergies de fuites  $E_{f1}$  et  $E_{f2}$  (Figure II.41). Cette configuration permet ainsi d'extraire 61% de l'énergie des lasers élémentaires, soit 17,7 mJ par émetteur. Cette valeur acceptable montre qu'avec cette méthode de couplage nous avons obtenu deux faisceaux cohérents et la superposition de ces deux faisceaux permet d'atteindre une énergie par impulsion supérieure à celle d'un laser élémentaire. Ce rendement énergétique de combinaison n'est pas très élevé car les séparatrices utilisées induisent des pertes non négligeables. En effet, nous retrouvons 24% de fuites ( $= \frac{E_{f1}+E_{f2}}{E_1+E_2}$ ). Or, le gain des milieux amplificateurs (gains petit signal mesurés :  $g_{01}.L = 0,88$  pour le milieu amplificateur 1 et  $g_{02}.L = 0,67$  pour le milieu amplificateur 2) ne permet pas de compenser ses pertes, ce qui se traduit par un faible rendement énergétique de combinaison.

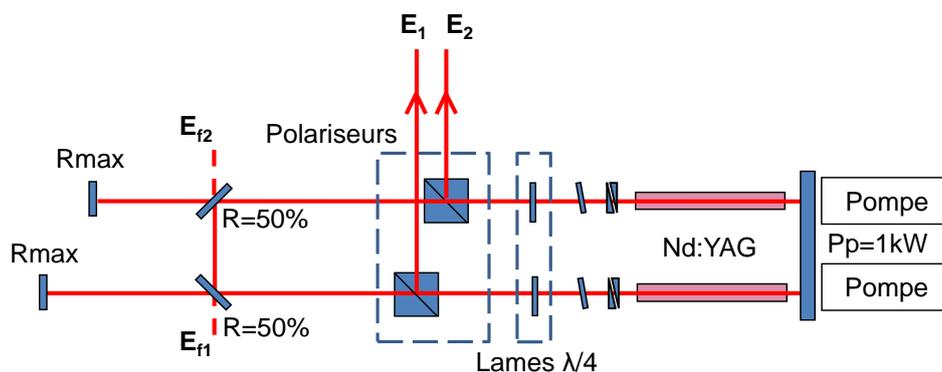


Figure II.41 : Deux lasers massifs couplés par injection mutuelle,  $E_1$  et  $E_2$  énergies extraites de ce laser composite,  $E_{f1}$  et  $E_{f2}$  énergies de fuites

Ce rendement est inférieur dans le cas de trois lasers couplés par injection mutuelle (Figure II.42). Dans la configuration expérimentée, seule 39% de l'énergie des trois lasers élémentaires est extraite, soit 11,3 mJ par émetteur. Les pertes mesurées sur les quatre voies à fuites, répertoriées sur la figure II.42 par  $E_{f1}$ ,  $E_{f21}$ ,  $E_{f22}$  et  $E_{f3}$ , totalisent 37% de l'énergie de sortie  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$ .

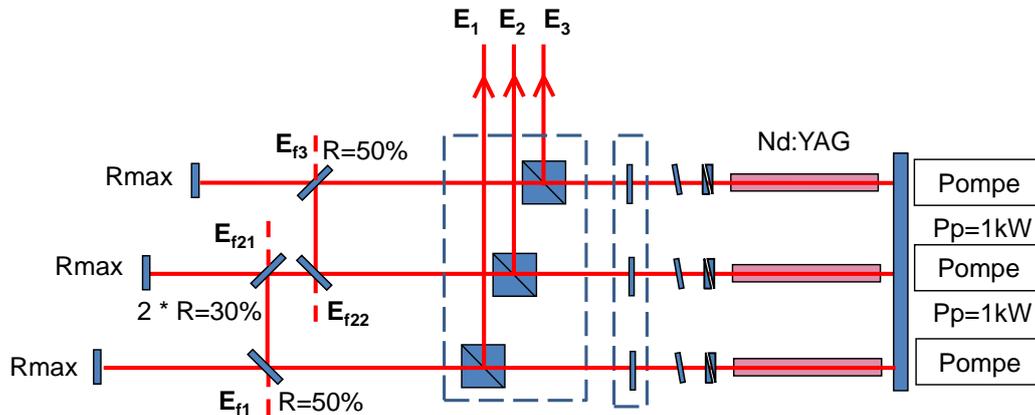


Figure II.42 : Trois lasers massifs couplés par injection mutuelle,  $E_1$ ,  $E_2$  et  $E_3$  énergies extraites de laser composite,  $E_{f1}$ ,  $E_{f21}$ ,  $E_{f22}$  et  $E_{f3}$  énergies de fuites

La combinaison de lasers par injection mutuelle permet ainsi d'atteindre un niveau d'énergie supérieur à celui délivré par un laser élémentaire. Néanmoins, cette méthode a l'inconvénient d'induire des pertes importantes dans les cavités considérées à cause des nombreuses séparatrices utilisées. Cependant, utiliser des milieux amplificateurs possédant un plus fort gain petit signal devrait permettre d'augmenter le bilan énergétique obtenu et ainsi diminuer le pourcentage de fuites. Cette amélioration du bilan énergétique en utilisant des milieux amplificateurs de plus fort gain sera en effet illustrée dans le prochain chapitre avec une autre méthode de combinaison.

## CONCLUSION

Au cours de ce chapitre nous avons étudié la méthode de combinaison de lasers par injection mutuelle. Cette méthode a pour avantage qu'aucun élément intra-cavité n'a à supporter la totalité de la puissance résultant de la superposition de tous les faisceaux. Nous avons dans un premier temps étudié les propriétés spectrales du rayonnement issu de lasers couplés par injection mutuelle. Les lasers couplés se mettent à osciller sur les modes communs aux différentes sous-cavités, ce qui conduit à une modulation du spectre d'émission dont la période dépend des paramètres géométriques de la cavité composite. Puis, nous avons développé un modèle numérique permettant de calculer le contraste des franges d'interférences résultant de la superposition des faisceaux de sortie des lasers mutuellement injectés. Contrairement aux autres méthodes de combinaison par voie passive, une configuration dans laquelle des lasers sont couplés par injection mutuelle ne dispose pas d'un plan de référence unique où tous les faisceaux sont verrouillés en phase, mais d'autant de plans de cohérence que de coupleurs. Il est donc nécessaire d'associer au système laser des lignes à retards extra-cavité afin de réaliser une sommation cohérente efficace des différents faisceaux de sortie. La valeur des retards à imposer aux faisceaux a été calculée numériquement et dépend des longueurs des différentes sous-cavités du système.

Expérimentalement, nous avons tout d'abord observé les spectres de fréquences de résonance émis par chaque sortie des lasers mutuellement injectés. Nous avons retrouvé le fait que les lasers couplés oscillent sur les mêmes fréquences de résonance, elles-mêmes correspondant aux modes communs des différentes sous-cavités. La longueur effective des cavités couplées a également été déterminée grâce à ces spectres de fréquence. Elle est égale à la longueur moyenne des différentes cavités élémentaires. Ce résultat est intéressant pour l'utilisation de cette méthode en régime de fonctionnement impulsionnel.

Nous avons ensuite observé expérimentalement la cohérence des faisceaux de sortie des lasers mutuellement injectés, tout d'abord avec des lasers à fibre en régime continu, puis avec des lasers à milieu amplificateur cristallin en régime relaxé. Les résultats obtenus concordent avec les résultats numériques. Les retards à imposer aux faisceaux de sortie calculés nous ont permis d'observer des figures d'interférences contrastées. Une bonne qualité de cophasage a été mesurée pour ces positions particulières, ce qui montre une bonne cohérence des faisceaux de sortie. Néanmoins, cette méthode de combinaison ne permet pas

de s'affranchir de lignes à retard extra-cavité. En effet, nous avons expérimenté le cas particulier où l'ajustement des longueurs des sous-cavités coïncide avec une zone de cohérence à la différence de chemin optique nulle entre les faisceaux de sortie. Or dans ce cas, la raréfaction des modes longitudinaux communs aux différentes sous-cavités induit une instabilité de la figure d'interférences. La combinaison de lasers par injection mutuelle donne donc de bons résultats en termes de cohérence des faisceaux de sortie, mais nécessite de faire un calcul préliminaire des retards à imposer aux différents faisceaux.

Pour finir nous avons mesuré le bilan énergétique d'une telle architecture. La combinaison de lasers par injection permet d'atteindre dans le plan de superposition des différents faisceaux un niveau d'énergie supérieur à celui délivré par un laser élémentaire. Cependant l'énergie extraite des cavités mutuellement injectées est inférieure à la somme des énergies extraites des cavités élémentaires, ceci est dû principalement aux fortes pertes induites par les séparatrices. Nous verrons dans le chapitre 3 qu'utiliser des lasers à plus fort gain permet d'obtenir un bilan énergétique plus favorable.

## **REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1] Z. Chen, J. Hou, P. Zhou, and Z. Jiang, "Mutual injection-locking and coherent combining of two individual fiber lasers," *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 44, no. 6, pp. 515-519, 2008.
- [2] D. Sabourdy, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, M. Vampouille, and A. Barthélémy, "Coherent combining of two Nd:YAG lasers in a Vernier–Michelson-type cavity," *Applied Physics B*, vol. 75, pp. 503-507, 2002.
- [3] D. Dangoisse, D. Hennequin, and V. Zehnlé, *Les lasers*, 2nd ed. Paris: Dunod, 2004.
- [4] J. Cao, Q. Lu, J. Hou, and X. Xu, "Self-organization of arrays of two mutually-injected fiber lasers: theoretical investigation," *Optics Express*, vol. 17, no. 9, pp. 7694-7701, 2009.
- [5] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*, J. W. Goodman, Ed. Wiley Series in Pure and Applied Optics, 1991.
- [6] J. Guillot, "Laser à fibres auto-organisé à faisceaux multiples couplés ," Université de Limoges Thèse de doctorat, 2011.
- [7] D. Sabourdy, "Contribution au contrôle cohérent des rayonnements lasers : émission d'un faisceau homogène dans un laser de large section, combinaison de puissance dans des cavités ramifiées : application aux lasers fibrés," Université de Limoges Thèse de doctorat, 2003.





## **CHAPITRE III**

### **COMBINAISON COHERENTE DE LASERS DANS UNE CAVITE INTERFEROMETRE**



## **INTRODUCTION**

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté l'étude de la combinaison de lasers par la méthode d'injection mutuelle. Cette configuration a montré de bons résultats en termes de cohérence des faisceaux, ceci jusqu'à trois émetteurs. Néanmoins, dans une architecture de lasers couplés par injection mutuelle, le nombre de sous-cavités est supérieur au nombre de lasers élémentaires. Les lasers couplés oscillant sur les modes longitudinaux communs aux différentes sous-cavités, un nombre de sous-cavités important n'est pas favorable à la montée en nombre des lasers couplés. Nous allons donc, au cours de ce chapitre, étudier une autre méthode d'addition cohérente de sources lasers reposant sur les cavités interféromètres. Elle consiste à combiner les faisceaux issus des différents amplificateurs au moyen d'un ou plusieurs éléments, de manière à ce que les différents faisceaux partagent une voie commune jusqu'au miroir qui ferme la cavité. Cette méthode exploite les propriétés d'auto-organisation des lasers qui vont filtrer les modes longitudinaux minimisant les pertes intra-cavité, ce qui conduit à maximiser l'énergie sur la voie commune. Jusqu'à présent, dans les architectures publiées, le faisceau de sortie, unique, est extrait sur la voie commune au travers du miroir de fond de cavité de réflectivité partielle. Dans le but de produire des énergies élevées en impulsions courtes, j'ai travaillé sur une nouvelle géométrie qui évite les fortes densités de puissance sur les composants combineurs. Nous allons extraire l'énergie des cavités couplées avant l'étape de combinaison, au milieu de chaque cavité individuelle, ce qui va produire une multitude de faisceaux de sortie cophasés qui seront combinés en champ lointain.

Dans la première partie de ce chapitre, je rappelle le principe de la combinaison de lasers dans une cavité interféromètre. Puis, cette méthode de combinaison est expérimentée avec deux lasers à milieu amplificateur cristallin (Nd:YAG), opérant en régime relaxé et en régime déclenché.

La deuxième partie est dédiée à l'augmentation du nombre de lasers couplés dans une cavité interféromètre. Je commence par présenter les travaux existants sur la montée en nombre des lasers couplés, que ce soit des lasers à milieu amplificateur cristallin ou des lasers à fibre dopée. Je procède ensuite à une étude numérique et expérimentale de la montée en nombre des lasers Nd:YAG pulsés mis en phase dans une cavité interféromètre. Afin de maximiser l'efficacité de combinaison c'est-à-dire le nombre de congruences entre les modes longitudinaux des sous-cavités, j'envisage deux configurations selon que l'incrément de

longueur entre chaque bras de la cavité interféromètre est périodique ou non. A partir des résultats expérimentaux et numériques obtenus, nous proposons une configuration possédant un plus grand nombre d'émetteurs couplés. Le cahier des charges déterminé par Astrium et Cilas pour le projet CLEANSPACE propose de coupler neuf lasers. Le plan de sortie des neuf émetteurs constituera ainsi une matrice carrée ( $3 \times 3$ ). De plus, d'après plusieurs études, un tel nombre de lasers couplés permet d'obtenir une efficacité de combinaison convenable. Nous avons ainsi étudié une configuration laser à neuf émetteurs.

Dans une troisième partie, je traite de l'impact des caractéristiques spatiales des émissions multiples sur la combinaison de lasers. A partir des longueurs typiques des sous-cavités déterminées, je présente une étude numérique qui mesure la qualité du cophasage lorsque les modes transverses des cavités élémentaires ne sont pas rigoureusement identiques. Le modèle numérique développé est également exploité pour étudier la combinaison de lasers en présence d'aberrations thermiques. Le pompage des barreaux dopés induit des aberrations thermiques déformant les faisceaux amplifiés. Je rapporte tout d'abord la mesure des aberrations engendrées par le pompage dans un barreau de Nd:YAG. Puis, les résultats de la simulation numérique lorsque les fronts d'onde lasers sont déformés par ces aberrations thermiques sont présentés.

La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'étude expérimentale de deux lasers couplés dans une cavité interféromètre lorsque les lasers élémentaires présentent des qualités spatiales de faisceau différentes. Nous avons en effet couplé un laser à émission spatialement multimodale à un autre à émission spatialement unimodale. J'ai cherché à cerner l'influence du nombre de modes de la cavité multimodale, et de l'énergie du laser unimodal sur les propriétés spatiales et énergétiques des faisceaux couplés.

## I. COMBINAISON COHERENTE DE DEUX LASERS COUPLES DANS UNE CAVITE INTERFEROMETRE

De façon similaire aux autres méthodes de combinaison par voie passive, la combinaison de lasers dans une cavité interféromètre est basée sur les propriétés d'auto-organisation des lasers qui vont privilégier les fréquences minimisant les pertes intra-cavité. Elle utilise pour cela une architecture interféromètre de type Michelson ou Mach-Zehnder. Après une description du principe de la combinaison dans une cavité interféromètre, sont présentés les résultats obtenus expérimentalement lors de la combinaison de deux lasers impulsionsnels à cristaux de Nd:YAG dans une telle configuration.

### I.1. PRINCIPE DE LA COMBINAISON DANS UNE CAVITE INTERFEROMETRE

Dans une cavité interféromètre, un amplificateur est disposé dans chacun des bras d'un interféromètre inséré dans une cavité. Les faisceaux amplifiés sont superposés grâce à des composants à division d'amplitude (séparatrice), et partagent ensuite un bras commun de la cavité. Les lasers élémentaires se mettent alors à osciller sur les fréquences de résonance produisant des interférences constructives sur la voie commune, et destructives sur la(les) voie(s) non recyclée(s) (dite(s) voie(s) à fuites). Idéalement, et si les amplitudes des champs interférant sur les séparatrices sont identiques, cet auto-ajustement des fréquences temporelles conduit à une combinaison totale des rayonnements issus des amplificateurs sur la voie commune. Dans les configurations existantes, ce bras commun est fermé par un coupleur de sortie. Les différents faisceaux élémentaires sont ainsi combinés à la fois en champ proche et en champ lointain.

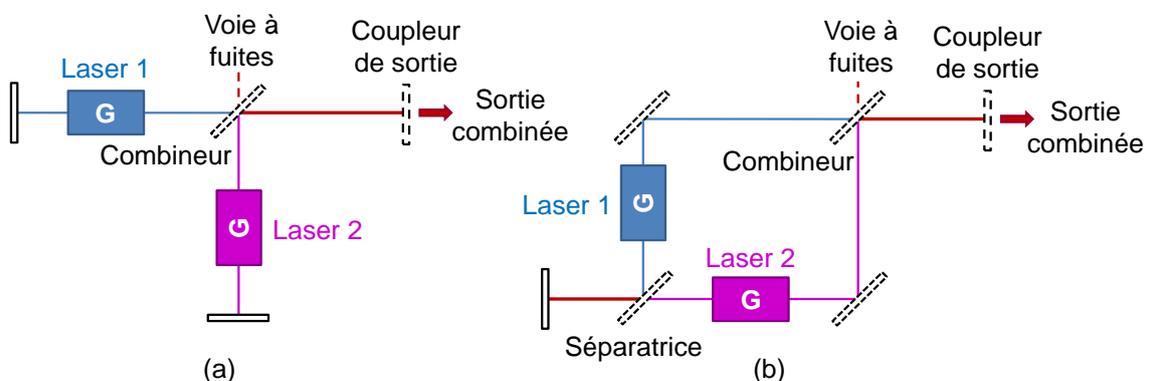


Figure III.1 : Schéma de principe des cavités interférométriques (a) de type Michelson, (b) de type Mach-Zehnder

Deux types de configurations interféromètres, Michelson (Figure III.1.a) et Mach-Zehnder (Figure III.1.b), ont été étudiées. Dans le second cas, un deuxième combineur est placé avant les amplificateurs. De cette façon, un seul réflecteur de fond de cavité est nécessaire. Cette configuration est surtout avantageuse dans le cas de lasers fibrés. En effet, les différents lasers élémentaires doivent émettre sur la même bande spectrale. Or avec des lasers fibrés, ce sont des réseaux de Bragg utilisés en miroir de fond de cavité qui imposent le plus couramment la bande spectrale d'émission, ils se doivent donc d'être identiques. La configuration de type Mach-Zehnder permet de contourner cette difficulté car elle ne nécessite l'utilisation que d'un seul réseau de Bragg commun aux différents lasers. Dans le cadre de cette thèse, nous utilisons des lasers à milieux amplificateurs cristallins. L'architecture étudiée est donc plutôt la cavité interféromètre de type Michelson, plus simple à mettre en œuvre avec ce type de lasers du fait du pompage longitudinal par diode.

Le fait que les différents lasers élémentaires sélectionnent les fréquences de résonance permettant d'obtenir des interférences constructives sur la voie commune du système conduit à une modulation du spectre de fréquences temporelles. Le spectre émis résulte en effet du produit de la fonction de transfert de la voie commune avec celle de l'interféromètre, comme l'a illustré précédemment David Sabourdy [1]. Dans le cas de deux lasers, la modulation enveloppe est simplement périodique et sa période dépend de la différence de longueur entre les deux cavités élémentaires. Je rappelle maintenant le coefficient de réflexion équivalent de l'interféromètre de type Michelson qui est défini comme le rapport entre le champ réfléchi  $E_r$  et le champ incident  $E_i$  (Figure III.2).

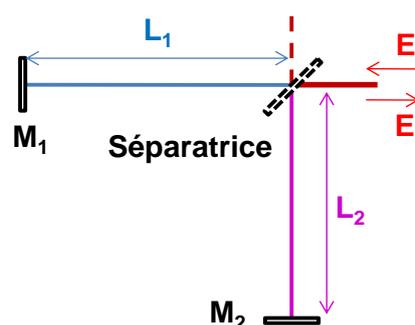


Figure III.2 : Interféromètre de Michelson et les champs incident  $E_i$  et réfléchi  $E_r$

La séparatrice a pour coefficient de réflexion en champ  $r_s$  et pour coefficient de transmission en champ  $t_s$ , avec  $t_s^2 = (1 - r_s^2)$ . Les coefficients de réflexion des miroirs  $M_1$  et  $M_2$  sont quant à eux égaux à 1. Cela nous permet d'écrire l'expression du coefficient de réflexion en champ  $r_{eq}$  équivalent de l'interféromètre :

$$r_{eq} = (1 - r_s^2) \cdot e^{j \cdot \varphi_1} + r_s^2 \cdot e^{j \cdot \varphi_2} \quad \text{[III-1]}$$

avec  $\varphi_i$  le déphasage subi par l'onde après un aller-retour dans le bras de longueur  $L_i$ ,  $\varphi_i = \frac{4\pi f}{c} L_i$  avec  $f$  la fréquence et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

En intensité, ce même coefficient de réflexion s'écrit :

$$R_{eq} = \left| \frac{E_r}{E_i} \right|^2 = (1 - r_s^2) + 2r_s^2(1 - r_s^2) \cdot \cos \Delta\varphi \quad \text{[III-2]}$$

avec  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ .

Les champs interférant sur la séparatrice doivent être d'amplitude identique afin d'obtenir un contraste des franges d'interférences égal à 1, et donc obtenir une combinaison optimale sur la voie commune. Pour cela, dans le cas de deux lasers couplés, le coefficient de réflexion en intensité  $r_s^2$  de la séparatrice doit être de 50%. Le coefficient de réflexion  $R_{eq}$  devient alors :

$$R_{eq} = \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2} = \cos^2 \left( \frac{2\pi f}{c} (L_1 - L_2) \right) \quad \text{[III-3]}$$

La période du coefficient de réflexion équivalent de l'interféromètre de Michelson est donc inversement proportionnelle à la différence de longueur optique entre les deux bras de l'interféromètre.

La réponse spectrale de la cavité interféromètre a alors été calculée, en considérant une cavité Fabry-Pérot dont le miroir de fond de cavité est remplacé par l'interféromètre de Michelson de réflectivité  $R_{eq}$  (Figure III.3).

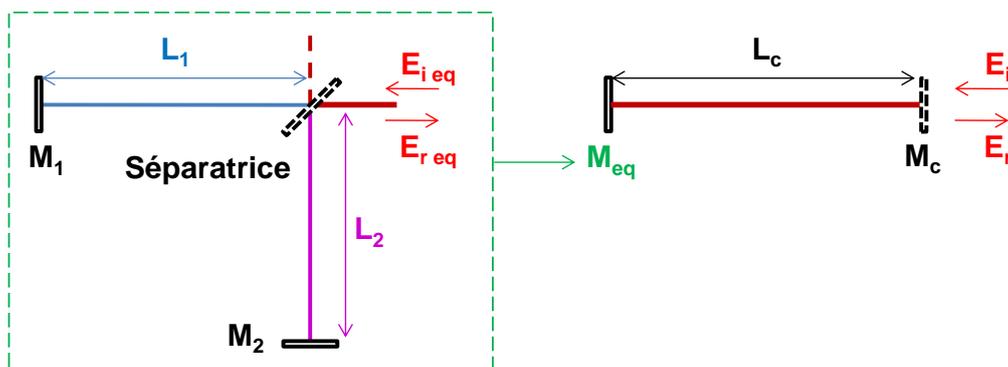


Figure III.3 : Cavité Fabry-Pérot dont le miroir de fond de cavité est un interféromètre de Michelson

La réponse spectrale normalisée d'une cavité Fabry-Pérot est :

$$H(f) = \left| \frac{1}{1-r_c r_{eq} e^{j\varphi}} \right|^2 \cdot \frac{1}{\max\left(\left| \frac{1}{1-r_c r_{eq} e^{j\varphi}} \right|^2\right)} \quad \text{[III-4]}$$

avec  $r_c$  la réflectivité en champ du miroir  $M_c$ ,  $r_{eq}$  la réflectivité équivalente en champ de l'interféromètre de Michelson calculée précédemment (pour  $r_s^2 = 0,5$ ,  $r_{eq} = \frac{1}{2} \cdot (e^{j\varphi_1} + e^{j\varphi_2})$ ), et  $\varphi$  le déphasage subit par l'onde après un aller-retour dans la cavité Fabry-Pérot de longueur  $L_c$ .

En développant la relation III-4 [2], la réponse spectrale de la cavité interféromètre devient :

$$H(f) = \frac{(1-r_c)^2}{1 + \frac{r_c^2}{2} + \frac{r_c^2}{2} \cdot \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - 2r_c \cdot \cos\left(\frac{\varphi_1 + \varphi_2 + 2\varphi}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right)} \quad \text{[III-5]}$$

Les maxima de cette réponse spectrale correspondent aux fréquences de résonance de la cavité interféromètre. La figure III.4 représente l'évolution de cette réponse spectrale en fonction de la fréquence pour  $r_c^2 = 0,3$  et pour des longueurs de cavités élémentaires de 0,83 et 0,88 m. Comme attendu, une modulation, de période  $\Delta f$  inversement proportionnelle à la différence de longueur entre les deux bras de l'interféromètre, apparaît. Pour les réalisations expérimentales, il nous faut donc calculer au préalable la différence de longueur optique entre les cavités élémentaires permettant l'oscillation de nombreux modes longitudinaux dans la bande d'émission des lasers. En effet, en pratique, les différentes longueurs de cavités mises en jeu ne manqueront pas de fluctuer à l'échelle de la longueur d'onde sous l'influence de facteurs variés (température, vibrations, etc...). Cela se traduira par un glissement, en valeur absolue, des peignes de fréquences vis-à-vis de la bande de gain. Pour que le laser produise une puissance stable, il est impératif que le nombre de modes longitudinaux dans sa bande de gain soit élevé. La porteuse de la réponse spectrale de la cavité interféromètre fait également apparaître une autre modulation de période  $\delta f$  et dépendant de la longueur moyenne des cavités élémentaires (entre  $M_c$  et  $M_1$  ou  $M_2$ , Figure III.3). Cette périodicité est caractéristique de la longueur effective de la cavité interféromètre qui est par conséquent égale à la longueur moyenne des cavités élémentaires. Ainsi, lors du fonctionnement en régime impulsionnel des lasers couplés dans une cavité interféromètre, la durée des impulsions générées pourra être similaire à celles des impulsions générées dans les cavités élémentaires indépendantes.

Ces raisonnements en cavité « froide » ne tiennent pas compte de l'impact du milieu à gain tel que le niveau de gain vis-à-vis du seuil laser, le *spatial hole burning* et autres mécanismes de compétition entre modes.

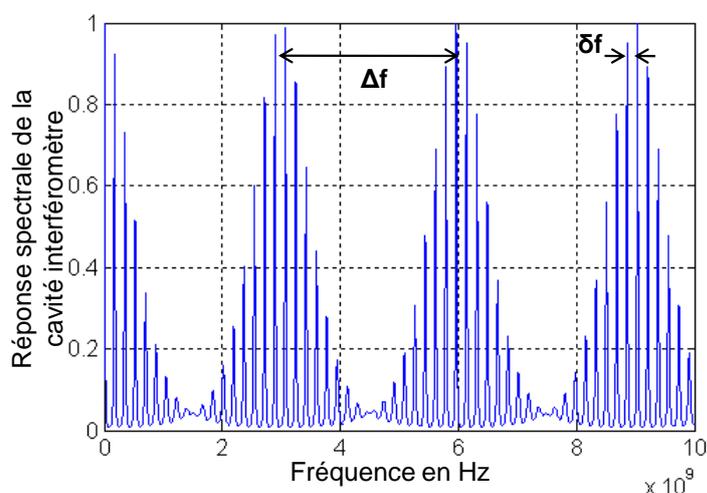


Figure III.4 : Réponse spectrale de la cavité interféromètre de type Michelson pour  $L_1 + L_C = 0,83$  m et  $L_2 + L_C = 0,88$  m,  $\Delta f = \frac{c}{2(L_2 - L_1)}$  et  $\delta f = \frac{c}{2.L_{eff}}$  avec  $L_{eff} = \frac{L_1 + L_2}{2} + L_C$

## **I.2. ETUDE EXPERIMENTALE DU COUPLAGE DE DEUX LASERS**

### **I.2.1. RESULTATS OBTENUS EN REGIME DE FONCTIONNEMENT RELAXE**

Nous avons dans un premier temps expérimenté cette architecture avec deux lasers à milieu amplificateur cristallin fonctionnant en régime relaxé. Les lasers élémentaires utilisés ont déjà été présentés dans le chapitre précédent. Ils sont constitués d'un barreau de Nd:YAG pompé longitudinalement à 808 nm par diode laser. Le courant de pompage est pulsé et conduit au fonctionnement en régime relaxé. Les impulsions ainsi générées à la fréquence de 14 Hz sont de durée 230  $\mu$ s. Les cavités sont fermées par deux miroirs de réflectivité maximale à 1064 nm. L'énergie est extraite de ces cavités grâce à un polariseur, utilisé comme coupleur de sortie, et à une lame quart d'onde permettant de faire varier le facteur de surtension de la cavité. Ce système permet l'extraction de l'énergie avant que les faisceaux ne traversent le composant combineur, ce qui le protège d'éventuels endommagements. De cette façon, aucun élément intra-cavité n'aura à supporter la totalité de la puissance résultant de la superposition de tous les faisceaux.

Dans la cavité interféromètre, l'élément combineur est monolithique et composé d'une lame de verre à faces parallèles, l'une de ces faces étant hautement réfléchissante et l'autre de réflectivité 50% à la longueur d'onde de 1064 nm (Figure III.6). La longueur optique  $\Delta L = n.e$

( $n$  est l'indice de réfraction de la lame) séparant ces deux lames traitées correspond à la différence de longueur entre les deux cavités élémentaires. Cette distance est donc choisie de façon à ce que la période de modulation du spectre de fréquences de résonance de la cavité interféromètre soit très inférieure à la largeur de la bande d'émission des lasers (ici 0,45 nm). La différence de longueur optique  $\Delta L$  choisie est de 57 mm, ce qui correspond à une période de modulation du spectre de fréquences égale à  $\frac{\lambda^2}{2\Delta L} = 10$  pm. Ainsi, lors du couplage de deux lasers, de nombreux modes longitudinaux oscilleront dans la cavité (Figure III.5).

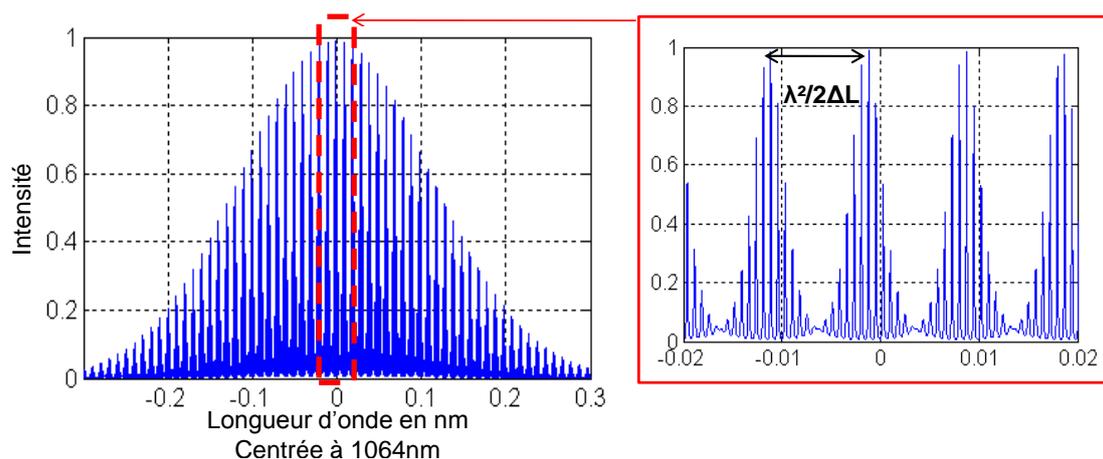


Figure III.5 : Spectre d'émission calculé à partir de la réponse spectrale de deux lasers couplés dans une cavité interféromètre en supposant une bande de gain gaussienne de 0,45 nm de large

Après avoir monté la cavité suivant le schéma de la figure III.6, nous avons procédé à l'alignement des deux faisceaux issus des amplificateurs grâce aux lames prismatiques et aux lames à faces parallèles. En observant et ajustant la position des faisceaux issus de la voie à fuite, nous nous sommes assurés de la superposition de ces deux faisceaux sur le combineur et sur la voie commune du système. Des fuites  $E_f$  minimales indiquent un bon alignement des faisceaux.

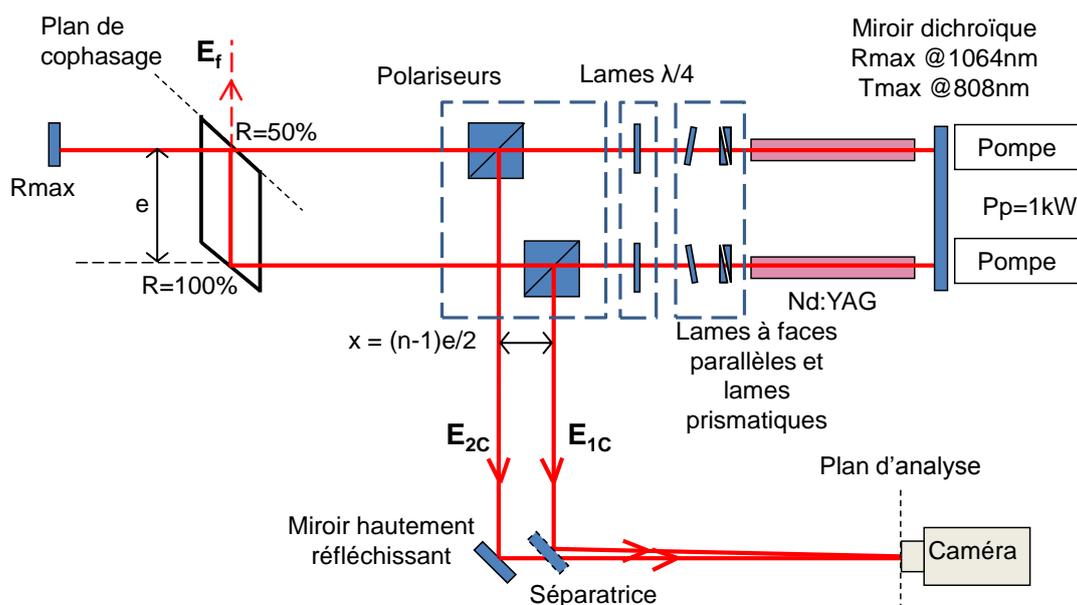


Figure III.6 : Deux lasers couplés dans une cavité interféromètre grâce à l'élément combineur monobloc et leur système d'analyse

Nous avons alors observé la figure d'interférences résultant de la superposition des deux faisceaux de sortie. Pour cela, il a d'abord fallu ajuster les trajets parcourus par les deux faisceaux depuis le plan de cophasage jusqu'au plan d'analyse. En effet, les deux rayonnements sont en phase sur la face de l'élément combineur possédant une réflectivité de  $50\%$ . Mais ils parcourent ensuite des chemins différents depuis ce plan de cophasage jusqu'à leur plan de sortie en milieu de cavité. Pour observer les faisceaux verrouillés en phase, il est donc nécessaire d'ajuster le système d'analyse constitué des deux cubes polariseurs, d'un miroir hautement réfléchissant et d'une séparatrice afin d'égaliser les chemins optiques parcourus par les deux rayonnements entre le plan de cophasage et le plan d'analyse. Ces chemins optiques sont égalisés lorsque la distance  $x$  entre les deux cubes polariseurs est choisie égale à  $\frac{(n-1)e}{2}$ ,  $e$  étant la distance séparant les deux lames réfléchissantes du combineur ( $n \cdot e = \Delta L$ ). Pour obtenir un maximum d'éclairement sur l'axe de la figure d'interférences, il serait nécessaire, une fois à l'intérieur de la zone de cohérence mutuelle, d'ajuster cette distance à la fraction de longueur d'onde près.

Dans cette configuration, une figure d'interférences présentant des franges contrastées et stables a été observée (Figure III.7). La qualité de cophasage entre les deux faisceaux a été calculée à partir de cette figure d'interférences selon la relation II-22 et atteint  $89\%$ . La stabilité de ces franges d'interférences (décalage maximal équivalent à une variation de différence de marche de  $\pm\lambda/10$ ) et la qualité de cophasage élevée indiquent une bonne cohérence des faisceaux de sortie.

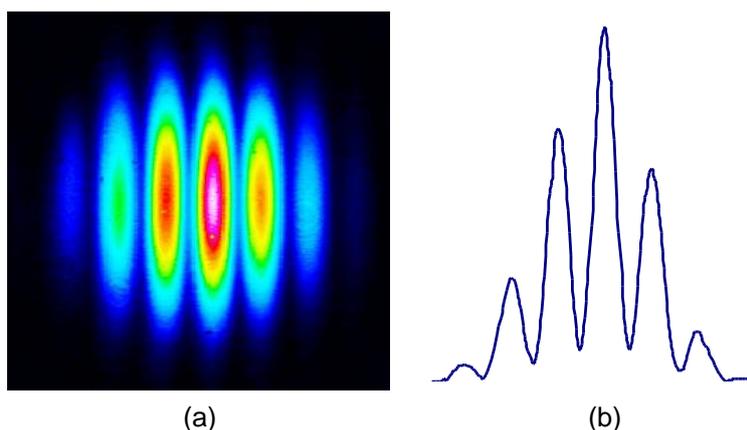


Figure III.7 : Figure d'interférences résultant de la superposition des deux faisceaux de sortie (a) et profil correspondant (b)

Nous avons également déterminé le rendement énergétique  $\eta$  de cette configuration. Pour cela, l'énergie en sortie de ces deux cavités couplées a été mesurée puis comparée aux énergies extraites des cavités élémentaires indépendantes. Ce couplage des deux lasers dans une cavité interféromètre permet ainsi d'extraire jusqu'à 75% de l'énergie des lasers élémentaires indépendants, nous mesurons en effet respectivement 25 mJ et 19 mJ aux sorties 1 et 2 pour une puissance pompe de 1 kW. Un bon bilan énergétique est donc atteint avec cette architecture. 4,6% de pertes (rapport entre l'énergie sur la voie à fuites  $E_f$  et les énergies mesurées en sortie des cavités  $E_{1C} + E_{2C}$ ) sont également mesurées sur la voie à fuite de l'élément combineur, ces fuites correspondant à la partie non cophasée des faisceaux. Le gain petit signal des lasers utilisés ne permet pas de compenser ces pertes, ce qui induit une baisse du rendement énergétique. Nous allons voir dans le prochain paragraphe qu'utiliser des milieux amplificateurs de plus fort gain permet d'atteindre avec la même architecture un rendement énergétique plus élevé.

### I.2.2. RESULTATS OBTENUS EN REGIME DE FONCTIONNEMENT DECLENCHE

Parallèlement à mes travaux, la société Cilas a réalisé la combinaison cohérente de lasers en régime de fonctionnement impulsionnel déclenché dans une cavité interféromètre. Les lasers élémentaires utilisés sont constitués des mêmes barreaux de Nd:YAG pompés longitudinalement par diode laser mais avec une puissance pompe de 3 kW. Le barreau dopé n'est pas attaqué en incidence normale de façon à éviter de créer une oscillation laser entre ses deux faces (Figure III.8). Les cavités sont fermées à une extrémité par un miroir dichroïque  $M_1$  ( $R_{\max}$  à 1064 nm et  $T_{\max}$  à 808 nm) et à l'autre extrémité par un miroir  $M_2$  de réflectivité maximale à 1064 nm. Comme dans la configuration précédemment étudiée, l'association d'un

polariseur (une lame à Brewster) et d'une lame quart d'onde permet d'extraire l'énergie en milieu de cavité. Le taux d'extraction de la cavité variant ainsi suivant l'orientation de la lame quart d'onde, cette dernière est choisie de façon à extraire le maximum d'énergie de la cavité. Un modulateur électro-optique placé dans la cavité entre le polariseur et le miroir  $M_2$ , c'est-à-dire dans la zone de la cavité où la densité d'énergie est la plus faible, induit le fonctionnement en régime déclenché. Les impulsions ainsi produites sont de 30 ns de durée et sont émises à la fréquence de récurrence de 10 Hz. Les deux lasers élémentaires génèrent respectivement 99 mJ et 91 mJ par impulsion.

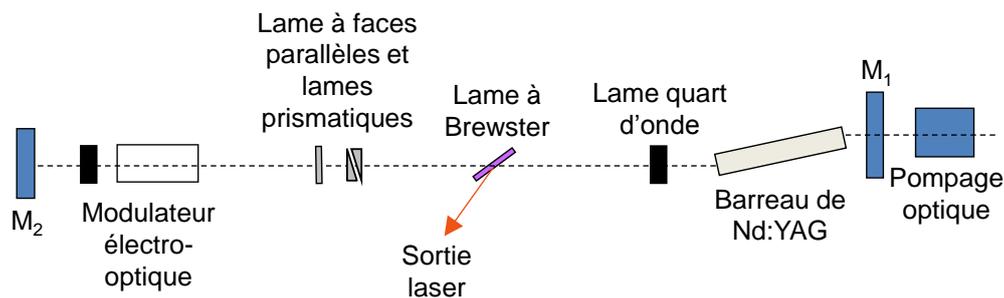


Figure III.8 : Schéma expérimental d'une cavité laser élémentaire fonctionnant en régime impulsif déclenché

Ces deux lasers ont tout d'abord été combinés grâce à des lames réfléchissantes indépendantes, l'une de réflectivité 50% et la seconde de réflectivité maximale (Figure III.9). Le modulateur électro-optique est positionné sur le bras commun aux deux lasers. Des lames à faces parallèles et des lames prismatiques sont utilisées afin d'ajuster la superposition des deux faisceaux sur le bras commun de cette cavité interféromètre. Une fois cet ajustement effectué, la figure d'interférences résultant de la superposition des deux faisceaux de sortie est observée. Des lignes à retard, constituées de prismes de repli montés sur des platines de translation, sont placées sur le trajet de chacun des faisceaux de sortie, de façon à ce que chaque faisceau parcourt la même distance depuis le plan de cophasage, situé sur la séparatrice de réflectivité 50%, jusqu'au plan d'observation de la figure d'interférences. Une fois ces lignes à retard ajustées, une figure d'interférences présentant un contraste supérieur à 80% est observée.

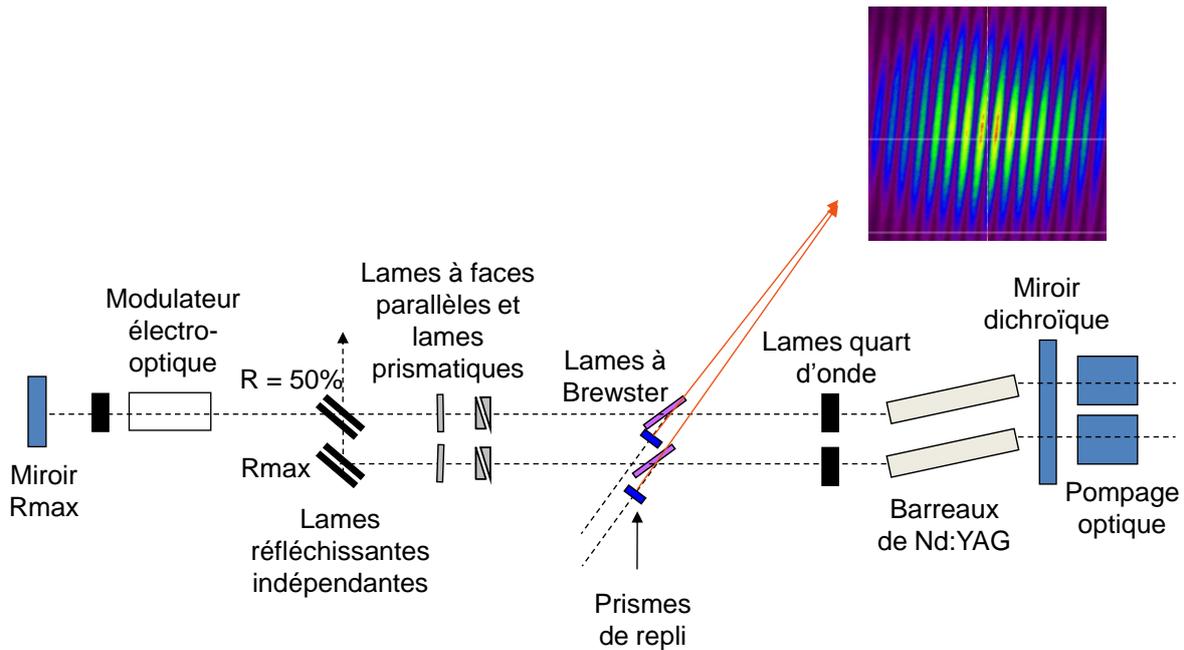


Figure III.9 : Schéma expérimental de deux lasers fonctionnant en régime déclenché couplés dans une cavité interféromètre et figure d'interférences observée

L'énergie extraite de ces cavités couplées a également été mesurée. L'énergie totale mesurée est de 177 mJ par impulsion, ce qui correspond à un rendement énergétique de 93%. Nous avons présenté dans le paragraphe précédent une réalisation avec un rendement énergétique de 75%. La différence entre ces deux résultats est induite par la différence de gain petit signal de chacun des milieux amplificateurs utilisés (gain petit signal  $g_0.L \approx 0,65$  pour les lasers utilisés en régime de relaxation et 2,13 pour les lasers utilisés ici en régime déclenché). Les lasers utilisés par Cilas, de par le niveau de pompage plus fort, travaillent plus loin du seuil laser en comparaison aux lasers utilisés au laboratoire. Ils sont de ce fait moins sensibles aux pertes intra-cavité, d'où le très bon rendement énergétique obtenu.

Ce très bon rendement énergétique mesuré avec des lasers en régime impulsionnel déclenché, associé au fort contraste des franges d'interférences indique une bonne efficacité de combinaison également avec ce régime de fonctionnement.

Ces premières expériences ont été réalisées afin de tester la configuration de laser interféromètre avec extraction de l'énergie en milieu de cavité et combinaison en champ lointain. L'étude de l'architecture simple à deux voies amplificatrices nous a permis notamment de définir les conditions d'analyse à mettre en œuvre pour observer des franges d'interférences stables et contrastées. Les résultats obtenus nous ont encouragés à poursuivre

dans cette voie pour coupler un plus grand nombre de lasers. Cette étude est présentée dans la suite du manuscrit.

## **II. MONTEE EN NOMBRE DES LASERS COUPLES DANS UNE CAVITE INTERFEROMETRE**

L'objectif de cette thèse est de proposer une architecture laser conçue pour verrouiller les phases de neuf lasers élémentaires fonctionnant en régime impulsionnel déclenché. Afin d'atteindre cet objectif, nous avons étudié plusieurs configurations permettant de coupler des lasers dans une cavité interféromètre. Dans un premier paragraphe, nous présentons les travaux existants sur la montée en nombre de lasers couplés par voie passive. Puis nous étudions numériquement et expérimentalement le couplage de trois lasers. Les résultats expérimentaux concernant trois lasers couplés en régime impulsionnel déclenché, obtenus au sein de la société Cilas, sont également présentés. Enfin, les résultats obtenus associés à de nouvelles simulations nous permettent de proposer une architecture capable de coupler efficacement neuf lasers dans une cavité interféromètre.

### **II.1. UN POINT SUR LES ARCHITECTURES LASERS EXPLOREES POUR MAXIMISER LE NOMBRE DE LASERS COUPLES**

Lors de la combinaison cohérente de lasers par voie passive, les lasers couplés oscillent sur les modes longitudinaux communs à l'ensemble de ces lasers afin de verrouiller en phase leurs rayonnements. La montée en nombre des lasers couplés conduit, dans la plupart des cas, à une diminution du nombre de modes longitudinaux sélectionnés. Et si très peu de modes oscillent, leur décalage au cours du temps induit par les perturbations extérieures peut modifier leur nombre et leur amplitude dans la bande de gain. Ceci a pour conséquence une instabilité de la figure d'interférences résultant de la superposition des différents faisceaux de sortie et une fluctuation de l'énergie extraite du système. Des solutions existent pour repousser les limites de la montée en nombre des lasers combinés, que ce soit avec des lasers à milieu amplificateur cristallin ou fibré.

#### **II.1.1. COMBINAISON DE LASERS DANS UNE CAVITE DEGENEREE**

Une efficacité de combinaison proche de l'unité quel que soit le nombre de lasers élémentaires couplés nécessiterait des longueurs optiques de cavités élémentaires identiques à la fraction de longueur d'onde près. Or, des perturbations environnementales peuvent induire une variation de la longueur optique de chaque cavité, ce qui rend ce cas particulier très difficilement réalisable sans un ajustement par voie active des longueurs de bras, et donc sans

un contrôle actif de la phase. Cette configuration est possible sans contrôle actif en utilisant des cavités dégénérées. Les lasers élémentaires oscillent dans ce cas sur les mêmes fréquences de résonance, ceci grâce à un unique milieu amplificateur commun à tous les émetteurs et à des distances optiques parcourues par chacun des faisceaux élémentaires strictement identiques. Le *Weizmann Institute of Science* a ainsi présenté la combinaison cohérente de 1000 émetteurs dans une cavité dégénérée [3]. Un masque constitué de 1000 ouvertures permet la génération d'autant de faisceaux élémentaires (Figure III.10). Un cristal de Nd:YAG pompé de façon homogène constitue le milieu amplificateur commun à tous ces émetteurs. Les  $N$  faisceaux élémentaires parcourent ainsi tous la même distance dans cette cavité à double transformation de Fourier, et sont mis en phase grâce à un filtre spatial introduit intra-cavité dans le plan de Fourier des émetteurs.

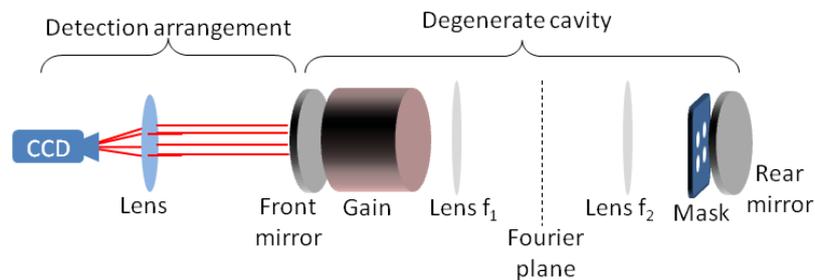


Figure III.10 : 1000 émetteurs combinés dans une cavité dégénérée [3]

Cette architecture, qui a permis d'atteindre un record en termes de nombre d'émetteurs cophasés, utilise un unique milieu amplificateur pompé de façon homogène, ceci garantissant la même sensibilité aux perturbations environnementales à tous les faisceaux. Néanmoins, de telles configurations ne sont pas exploitables en vue de la montée en énergie du faisceau combiné. En effet, le gain disponible du milieu amplificateur n'est pas utilisé en totalité et le pompage reste faible. Pour atteindre des niveaux d'énergie élevés avec ce type de configuration, il serait nécessaire d'éviter toute inhomogénéité d'origine thermique à fort pompage sur toute la section du milieu amplificateur, ce qui constitue un réel défi technique.

### II.1.2. INCREMENT DE LONGUEUR PERIODIQUE ENTRE CHAQUE CAVITE

Une autre configuration, permettant d'atteindre une efficacité de combinaison proche de l'unité quel que soit le nombre de lasers couplés, consiste à incrémenter de manière périodique les longueurs entre chaque cavité élémentaire. En d'autres termes, la différence de chemin optique entre lasers élémentaires voisins est la même à une fraction de longueur d'onde près, quel que soit le couple de lasers élémentaires considéré. Le *Weizmann Institute of Science* a combiné de façon cohérente jusqu'à 25 faisceaux dans une cavité interféromètre

en utilisant une telle configuration [4]. Les lasers élémentaires émettent 0,19 mJ par impulsion. Comme auparavant, des précautions ont été prises pour maintenir la différence de chemin optique constante entre lasers voisins : un milieu amplificateur unique commun à tous les faisceaux est utilisé, un masque constitué de multiples ouvertures permettant de différencier ces faisceaux. Les longueurs de chacun des bras de la cavité interféromètre formée sont incrémentées périodiquement, ceci grâce à l'association astucieuse de deux lames à faces parallèles spécialement conçues pour combiner chacune 5 faisceaux (Figure III.11). Utiliser un unique milieu amplificateur pompé de façon homogène et des éléments combineurs monoblocs d'épaisseur constante permet de favoriser les congruences de modes entre chaque laser élémentaire. En effet, comme pour l'architecture de la figure III.10, le milieu amplificateur commun garantit la même sensibilité aux perturbations environnementales à tous les faisceaux. Les lames utilisées pour la combinaison assurent quant à elle un incrément de longueur périodique entre chaque bras de la cavité interféromètre.

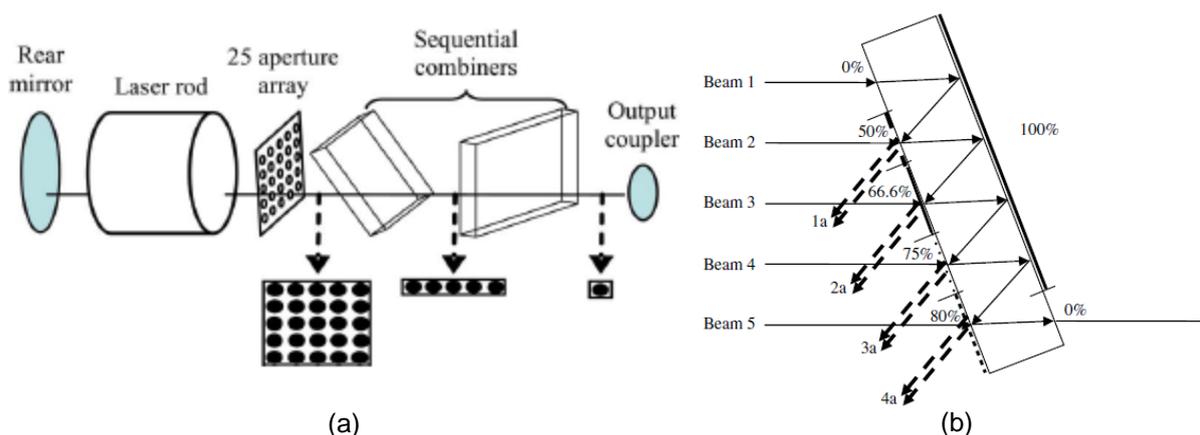


Figure III.11 : (a) Combinaison de 25 faisceaux dans une cavité interféromètre à incrément de longueur périodique, (b) lames à faces parallèles utilisées pour combiner cinq faisceaux [4]

Les limitations de cette configuration à incrément de longueur périodique entre chaque cavité sont les mêmes que pour la cavité dégénérée présentée dans le paragraphe précédent. Elles sont dues à l'utilisation d'un milieu amplificateur commun à tous les émetteurs, celui-ci ne permettant pas aujourd'hui d'exploiter de telles configurations à fort niveau d'énergie.

### **II.1.3. AUGMENTATION DE LA LARGEUR DE LA BANDE D'EMISSION**

L'utilisation de milieux amplificateurs à large bande de gain, comme c'est le cas pour des amplificateurs fibrés, permet également de repousser les limites en termes de nombre de lasers combinés. En effet, augmenter la largeur de la bande spectrale d'émission des lasers a

pour conséquence d'accroître le nombre de modes longitudinaux oscillant dans cette bande et par conséquent le nombre de congruences modales entre chaque laser élémentaire.

Jérôme Lhermite a notamment montré numériquement qu'augmenter la largeur de la bande spectrale d'émission de 1 à 5 nm permet d'améliorer d'environ 5% le taux de combinaison, défini comme le rapport entre l'énergie contenue dans le lobe central du champ lointain résultant de la superposition des  $N$  rayonnements couplés et l'énergie totale de ce champ lointain [2]. Ces résultats numériques sont obtenus pour un nombre maximal de lasers élémentaires couplés égal à 20, de longueur de cavité comprise entre 1 et 3 m, et pour la méthode de combinaison par filtrage spatial dans une cavité composite en anneau.

Plusieurs résultats expérimentaux présentant une efficacité de combinaison élevée résultant du couplage d'un grand nombre de lasers élémentaires permettent d'illustrer ces propos. Ils sont en effet atteints avec des bandes d'émission larges des lasers à fibre utilisés. A. Shirakawa et ses collaborateurs ont ainsi obtenu une efficacité de combinaison de 85% avec huit lasers à fibre dopée Erbium couplés dans une cavité interféromètre [5]. La bande spectrale d'émission des lasers élémentaires a pour largeur 10 nm, elle est déterminée par la largeur de la bande de gain des fibres amplificatrices, les miroirs fermant les cavités étant large bande (Figure III.12). Les longueurs des huit bras de cette cavité interféromètre sont quant à elles choisies aléatoirement entre 9,9 et 10,1 m. Cette équipe a également confirmé numériquement qu'augmenter la largeur de la bande d'émission des lasers élémentaires permet d'augmenter l'efficacité de combinaison, ceci dans le cas d'un grand nombre de lasers couplés. En effet, d'après leur simulation, pour huit lasers couplés, élargir la bande d'émission des lasers de 0,6 à 100 nm permet d'augmenter l'efficacité de combinaison qui passe de 82% à 99% (Figure III.13).

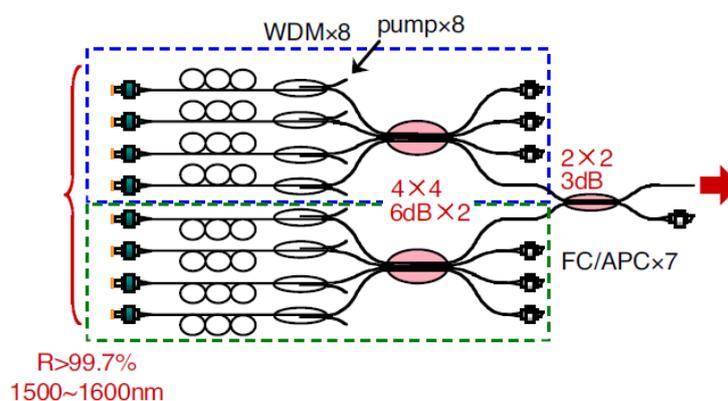


Figure III.12 : 8 lasers fibrés couplés dans une architecture interféromètre [5]

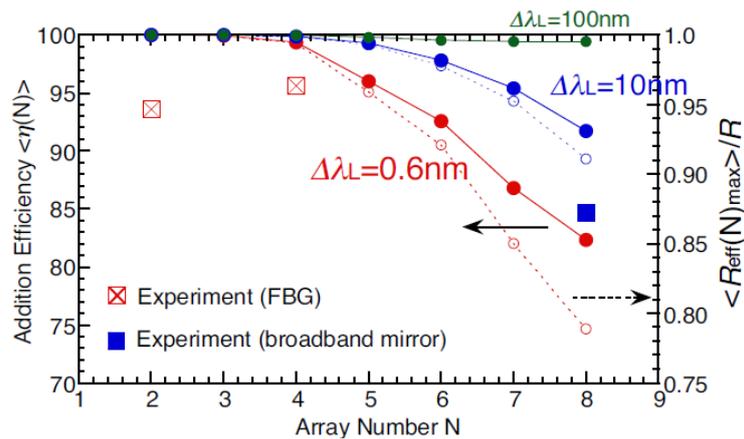


Figure III.13 : Efficacité de combinaison (cercles pleins) et réflectivité équivalente de la cavité interféromètre en fonction du nombre  $N$  d'émetteurs et pour plusieurs largeurs de bande spectrale d'émission  $\Delta\lambda_L$  [5]

W. Chang *et al.* ont quant à eux présenté la combinaison cohérente dans une architecture semblable de  $N$  lasers à fibre dopée Ytterbium,  $N$  variant de 2 à 16 [6]. Les miroirs large bande utilisés en fond de cavité permettent d'atteindre une plage spectrale d'émission de 8 nm. Les longueurs des cavités élémentaires sont considérées être comprises dans une plage égale à 2% de la valeur nominale qui est de 14,5 m. L'efficacité de combinaison obtenue expérimentalement est de 89% pour huit lasers couplés. En augmentant encore le nombre de lasers couplés, l'efficacité de combinaison décroît. Une efficacité de combinaison de 54% a en effet été obtenue pour seize lasers couplés.

Le nombre de coïncidences modales peut être également augmenté en agissant sur les différences de longueurs des bras amplificateurs de la cavité. Les approches numériques de D. Kouznetsov [7], J. E. Rothenberg [8] et A. E. Siegman [9] ont été analysées dans le travail de thèse de Julien Guillot [10] pour établir des expressions de l'efficacité de combinaison dans lequel le produit  $\Delta\lambda \cdot \sigma_L$  est un paramètre influent ( $\Delta\lambda$  étant la largeur de la bande spectrale d'émission et  $\sigma_L$  l'écart quadratique moyen des différences de longueurs de bras). En effet, l'efficacité de combinaison croît lorsque ce paramètre augmente. La figure III.14 extraite de la thèse de Jérôme Lhermite [2] illustre la dépendance du taux de combinaison vis-à-vis de l'écart des longueurs de bras du laser multi-bras.

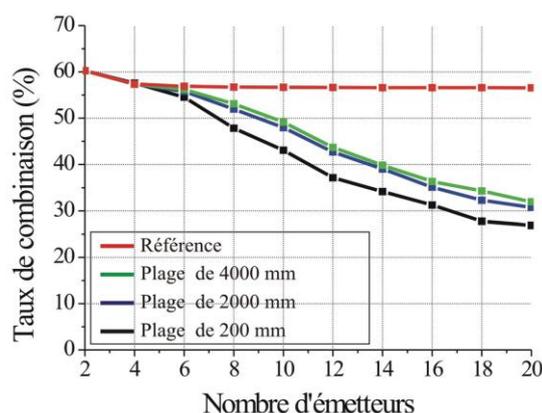


Figure III.14 : Evolution du taux de combinaison pour plusieurs différences de marche et en fonction du nombre d'émetteurs [2]

Construire une architecture laser dans laquelle les différentes voies amplificatrices sont de longueurs très différentes est réalisable en configuration fibrée. Dans le cas qui nous intéresse où les cavités sont massives, celles-ci doivent être sensiblement les mêmes pour que les modes émis possèdent un fort degré de similitude. Le but de la suite de ce chapitre est de concevoir une architecture laser capable de supporter neuf faisceaux couplés efficacement avec un bon rendement énergétique. Nous avons donc dans un premier temps regardé les aspects spectraux en cherchant à maximiser la réponse spectrale du laser interféromètre et ce en agissant sur les longueurs des bras de la cavité. Dans un second temps, nous nous intéressons aux caractéristiques spatiales des émissions cophasées.

## **II.2. EXPLORATION D'ARCHITECTURES LASERS DEDIEES A LA COMBINAISON DE NEUF FAISCEAUX ELEMENTAIRES**

L'étude des résultats présentés dans la littérature concernant la montée en nombre de lasers couplés montre que les différences de longueurs entre chaque cavité laser élémentaire ont une influence sur la stabilité du système aux perturbations environnementales. Afin de sélectionner la configuration la plus favorable aux applications visées, nous avons étudié et expérimenté la cavité interféromètre à trois voies amplificatrices, ceci avec un incrément de longueur périodique puis apériodique entre chaque bras de cette cavité. Finalement, nous exploitons les résultats afin de proposer la configuration optimale permettant de coupler neuf lasers élémentaires.

### **II.2.1. INCREMENT DE LONGUEUR PERIODIQUE**

Lorsque dans une cavité interféromètre l'incrément de longueur est constant entre les différents couples de bras voisins, le nombre de modes longitudinaux oscillant dans la bande

d'émission des lasers dépend de cet incrément de longueur et est constant quel que soit le nombre de bras. Si cet incrément de longueur produit une modulation dans le spectre bien inférieure à la largeur de la bande spectrale d'émission des lasers, c'est-à-dire si de nombreux modes longitudinaux oscillent dans cette bande spectrale, l'efficacité de combinaison est maximale quel que soit le nombre de lasers élémentaires.

Afin de fixer l'incrément de longueur périodique entre chaque bras, nous avons utilisé un élément combineur monobloc conçu par la société Cilas (Figure III.15.a). Ce composant est constitué de trois blocs de silice assemblés par adhésion moléculaire. Trois de ces faces ont subi des traitements diélectriques spécifiques pour que les ondes qui interfèrent, après réflexion sur ces faces ou transmission, aient des amplitudes identiques (Figure III.15.b) (coefficients de réflexion de 100%, 50% et 66% à la longueur d'onde de 1064 nm). Les autres faces sont traitées antireflets. La distance optique  $\Delta L = n.e$  séparant deux lames traitées voisines correspond à la différence de longueur entre chacune des cavités élémentaires et est égale à 57 mm.

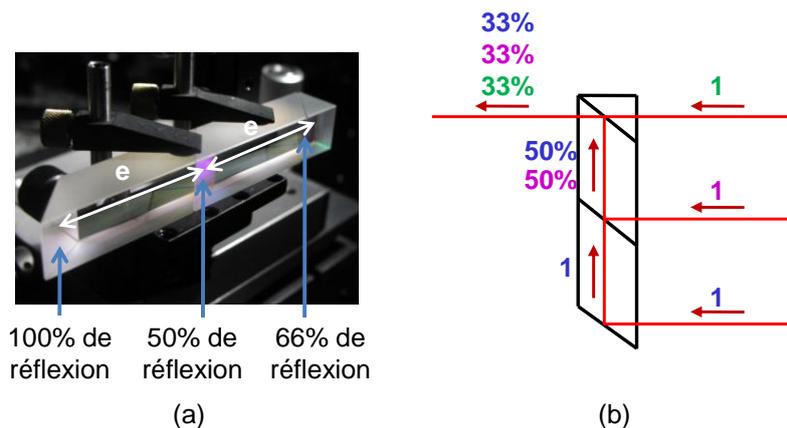


Figure III.15 : (a) Photographie du combineur monobloc utilisé, (b) Schéma de principe représentant les amplitudes des ondes interférant sur le combineur

Pour cette valeur d'incrément de longueur, nous avons tracé le produit de la réponse spectrale de l'interféromètre à trois voies (Figure III.17), puis à six voies (Figure III.18) et de la bande de gain des milieux amplificateurs utilisés, sachant que la réponse spectrale d'un interféromètre à N bras (Figure III.16) s'écrit :

$$R_{eq,N} = \left| \frac{E_r}{E_i} \right|^2 = \frac{1}{N^2} \left| \sum_{i=1}^N e^{j \frac{4\pi f L_i}{c}} \right|^2 \quad \text{[III-6]}$$

avec  $L_i$  la longueur optique de la cavité  $i$ .

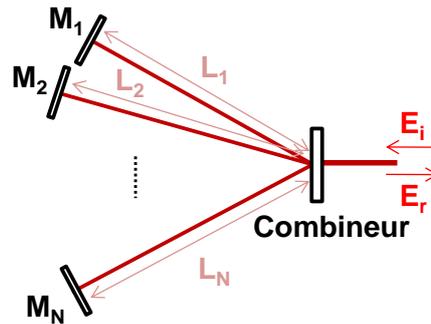


Figure III.16 : Schéma d'un interféromètre à N bras, avec  $E_i$  et  $E_r$  les champs incident et réfléchi par cet interféromètre

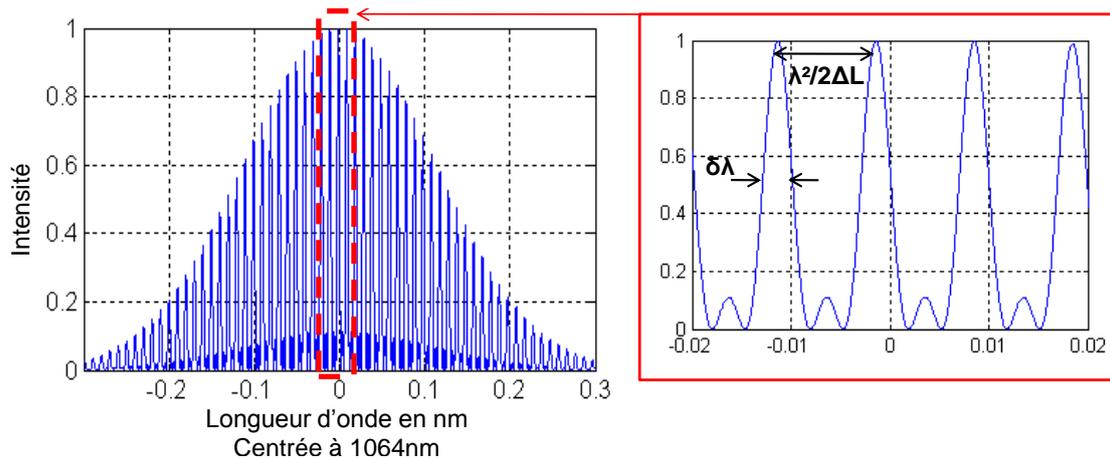


Figure III.17 : Réponse spectrale de l'interféromètre à 3 bras calculée avec un incrément de longueur entre chaque bras périodique ( $\Delta L = 57$  mm), pondérée par la largeur de la bande de gain des milieux amplificateurs égale à  $0,45$  nm,  $\delta\lambda = 3$  pm

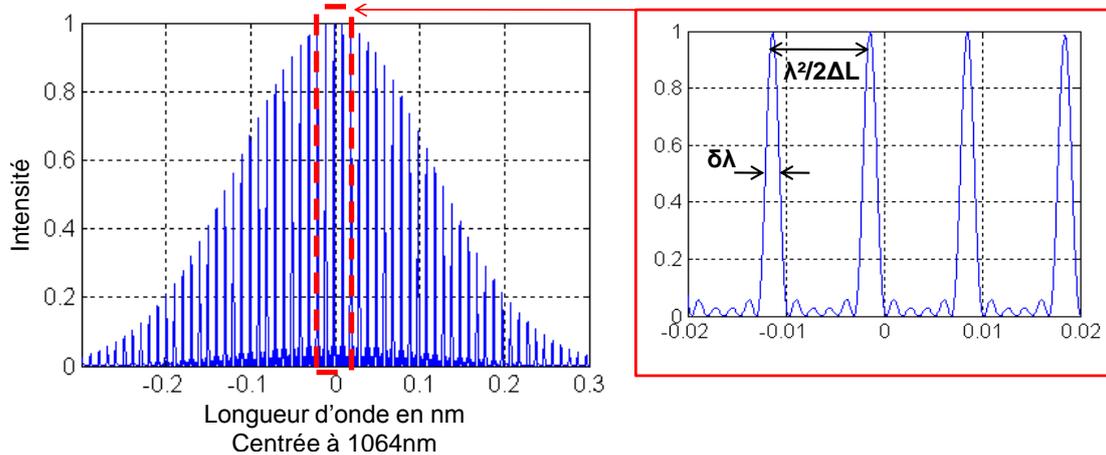


Figure III.18 : Réponse spectrale de l'interféromètre à 6 bras calculée avec un incrément de longueur entre chaque bras périodique ( $\Delta L = 57$  mm), pondérée par la largeur de la bande de gain des milieux amplificateurs égale à  $0,45$  nm,  $\delta\lambda = 1,5$  pm

La périodicité de la réponse spectrale est inversement proportionnelle à la différence de longueur  $\Delta L$  quel que soit le nombre d'émetteurs mis en jeu, comme le montrent les figures III.17 et III.18. La largeur  $\delta\lambda$  des pics de modulation de cette réponse spectrale est quant à elle inversement proportionnelle au nombre d'émetteurs. En choisissant la valeur de

$\Delta L$ , nous pouvons faire apparaître plusieurs périodes de modulation dans la bande de gain des milieux amplificateurs, pour maximiser l'efficacité de combinaison entre les lasers.

Nous avons cherché la précision avec laquelle il est nécessaire de caler les différences de chemins optiques entre les cavités élémentaires pour ne pas dégrader de façon significative la combinaison. Pour cela, nous avons calculé la qualité de cophasage  $Q_\lambda$  en appliquant une erreur d'une fraction de longueur d'onde à chaque différence de longueur entre lasers voisins. La fréquence considérée pour ce calcul correspond à celle donnant le maximum de la réponse spectrale de l'interféromètre. Cette qualité de cophasage  $Q_\lambda$  est calculée pour des faisceaux polychromatiques assimilés à des ondes planes et par conséquent ne considère pas les éventuelles différences entre les modes transverses émis par les différentes cavités couplées. Nous évaluerons, dans le paragraphe III, l'impact d'une mauvaise intégrale de recouvrement de ces modes sur la qualité de cophasage. La figure III.19 représente l'évolution de  $Q_\lambda$  en fonction d'une erreur de l'incrément de longueur variant de -1 à +1  $\mu\text{m}$ , la valeur 0 correspondant à un incrément de longueur strictement périodique entre chaque bras. Sur cette courbe apparaît une modulation de période  $\lambda/2$ . En fixant une valeur seuil de  $Q_\lambda = 0,8$  (valeur en dessous de laquelle la combinaison n'est pas considérée comme efficace), nous mettons en évidence la nécessité de contrôler les longueurs optiques des différentes voies amplificatrice à  $\pm\lambda/6$ .

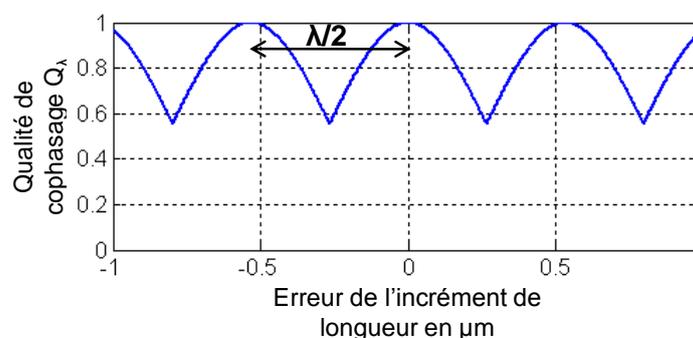


Figure III.19 : Qualité de cophasage  $Q_\lambda$  calculée en fonction d'une erreur d'incrément de longueur entre chaque bras, pour trois lasers couplés dont les longueurs de cavités sont incrémentées périodiquement

Nous avons donc mis en œuvre la configuration laser représentée sur la figure III.20, avec comme objectif une mesure fine des longueurs optiques pour respecter la condition présentée ci-dessus. Les faisceaux issus des amplificateurs sont envoyés sur les cubes polariseurs. La majeure partie de l'énergie est alors extraite de la cavité interféromètre grâce à ces polariseurs et aux lames quart d'onde, l'élément combineur étant ainsi positionné dans une zone « froide » de la cavité.

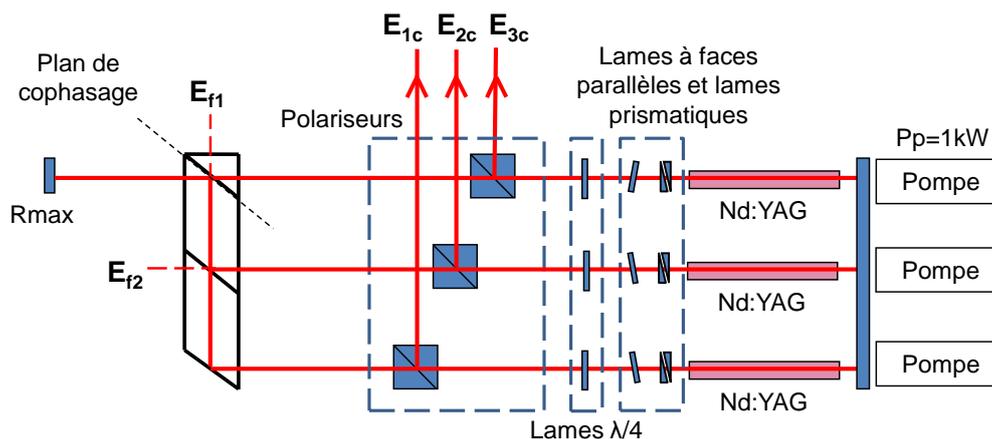


Figure III.20 : Trois lasers couplés dans une architecture interféromètre

Après nous être assurés que les trois faisceaux sont superposés sur l'élément combineur et donc colinéaires dans la partie commune du système, ceci grâce aux lames à faces parallèles et aux lames prismatiques, nous avons mesuré l'énergie extraite  $E_{1c}$ ,  $E_{2c}$  et  $E_{3c}$  de chacune des cavités couplées. Nous remarquons que le niveau d'énergie extraite est instable. Il fluctue continûment dans le temps, ceci pour chacune des trois sorties du laser interféromètre. Nous avons de ce fait mesuré la moyenne et l'écart-type de l'énergie en sortie des cavités couplées sur une durée de 300 s. Sont ainsi extraits 11,56 mJ de la cavité 1 (écart-type = 0,96 mJ, Figure III.21), 9,66 mJ de la cavité 2 (écart-type = 0,58 mJ) et 9,04 mJ de la cavité 3 (écart-type = 0,69 mJ).

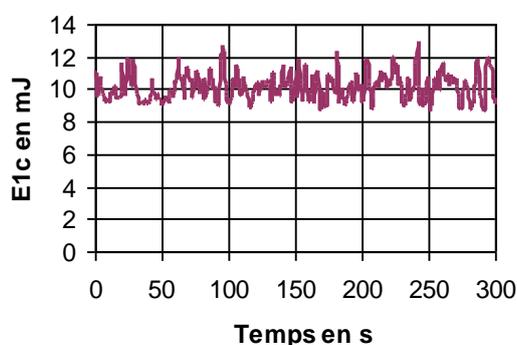


Figure III.21 : Evolution de l'énergie extraite de la cavité 1 en fonction du temps

Cette instabilité indique que l'incrément de longueur entre chaque sous-cavité n'est pas exactement périodique. Les modulations dans la bande spectrale ne sont plus suffisamment nombreuses pour rendre le dispositif robuste vis à vis des perturbations environnementales. Les glissements de ces modulations dans la bande spectrale au cours du temps modifient la surtension de la cavité interféromètre et donc les énergies émises. Il nous faut donc ajuster précisément cet incrément de longueur entre lasers voisins.

▪ **Ajustement de l'incrément de longueur entre chaque bras**

Nous avons réalisé un spectromètre, constitué d'une source de large bande d'émission 6 nm, centrée à 1045 nm, d'un réseau de diffraction utilisé en réflexion comprenant 1872 traits/mm, d'une lentille convergente et d'une caméra CCD (Figure III.22). Le rayonnement émis par la source large bande est envoyé dans l'interféromètre à trois bras, puis le faisceau de retour est réfléchi par une séparatrice en direction du réseau de diffraction. La lentille L affiche le spectre de fréquences temporelles filtré par l'interféromètre sur la matrice CCD. Ainsi, les modulations spectrales observées permettent de mesurer tour à tour, en coupant l'une ou l'autre des voies de l'interféromètre, les incréments de longueur  $\Delta L_{12}$  et  $\Delta L_{23}$ , ceci afin de calculer la différence d'incrément de longueur.

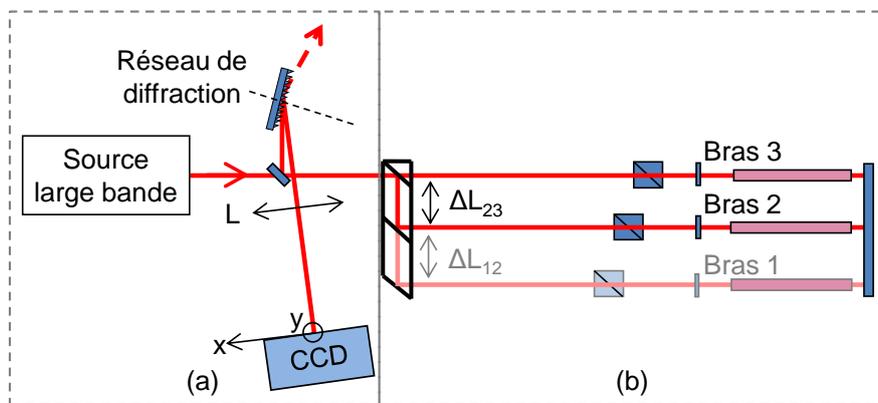


Figure III.22 : Schéma du spectromètre (a) et de l'interféromètre (b)

La distance focale de la lentille L, de 8,5 cm, et l'angle d'émergence de l'ordre 1 diffracté par le réseau, de  $76^\circ$ , sont choisis pour maximiser le pouvoir de résolution du spectromètre et mesurer la différence d'incrément de longueur avec précision. Le spectre cannelé obtenu pour la mesure de l'incrément de longueur  $\Delta L_{12}$  est représenté sur la figure III.23. Il fait apparaître de nombreuses franges d'interférences résultant de la superposition des rayonnements ayant traversé deux bras de l'interféromètre. La mesure de l'interfrange  $\Delta x$  permet de remonter à la période de modulation  $\Delta \lambda$  du spectre de fréquences temporelles (Equation III-7) et ainsi à l'incrément de longueur  $\Delta L_{ij}$  (Equation III-8).

$$\Delta \lambda = \frac{\Delta x \cdot p \cdot \cos i'}{f} \quad \text{[III-7]}$$

avec p le pas du réseau,  $i'$  l'angle d'émergence à l'ordre 1 du réseau et f la distance focale de la lentille convergente.

$$\Delta L_{ij} = \frac{\lambda_0^2}{2 \cdot \Delta \lambda} \quad \text{[III-8]}$$

avec  $\lambda_0$  la longueur d'onde centrale de la source.

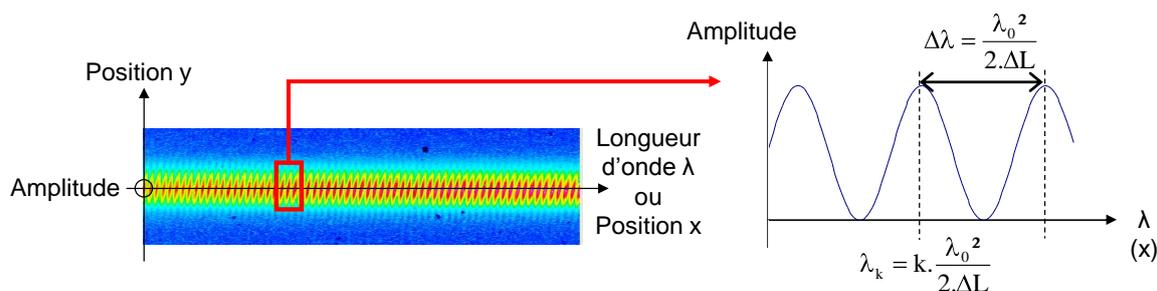


Figure III.23 : Spectre cannelé obtenu pour la mesure de l'incrément de longueur  $\Delta L_{12}$

Ce spectromètre, de par ses caractéristiques et la résolution de la caméra CCD utilisée ( $512 \times 512$  pixels de dimension  $12,9 \mu\text{m}$ ), nous permet de mesurer l'interfrange  $\Delta x$  avec une précision de 0,2 franges ( $\approx 10$  pixels par franges). Cela correspond à une précision de  $1 \mu\text{m}$  sur la mesure de  $\Delta \lambda$ , et de  $10 \mu\text{m}$  sur la mesure de  $\Delta L$ . En mesurant successivement les périodicités des spectres cannelés dus aux interférences entre les bras 1 et 2 puis entre les bras 2 et 3, nous obtenons une différence d'incrément de longueur  $\Delta L_{23} - \Delta L_{12}$  de  $80 \mu\text{m} \pm 10 \mu\text{m}$ . Afin de compenser cette différence d'incrément de longueur, nous positionnons dans chacun des trois bras de l'interféromètre une lame à faces parallèles. En inclinant l'une de ces trois lames, la longueur de l'un des bras de l'interféromètre augmente légèrement. Ainsi, en jouant sur l'inclinaison de ces lames, et en observant les spectres cannelés donnés par le spectromètre, nous pouvons égaliser les incréments de longueur  $\Delta L_{12}$  et  $\Delta L_{23}$  avec une précision d'une dizaine de micromètres. A l'aide du spectromètre, il n'est pas possible de régler les incréments de longueur à la fraction de longueur d'onde près. Ce réglage constitue donc une première étape. Comme nous le verrons par la suite, un ajustement fin sera effectué en configuration laser en cherchant à maximiser le contraste des franges d'interférences extracavité et à réduire les fluctuations d'énergie.

#### ▪ Sensibilité aux fluctuations de longueurs de bras

En prenant toutes les précautions pour réduire les erreurs sur les incréments de longueur, il reste malgré tout des fluctuations de chemin optique inhérentes aux perturbations extérieures. Nous voulons tout d'abord caractériser la sensibilité de cette cavité interféromètre à de petites fluctuations de longueur de bras. Pour cela, une petite variation de longueur, comprise entre  $-0,5$  et  $+0,5 \mu\text{m}$ , est attribuée numériquement à chacun des trois bras de l'interféromètre. Pour chaque jeu de variations de longueur, sont calculés l'écart-type de ces variations de longueurs  $\sigma_{\delta L}$  et la réponse spectrale de l'interféromètre. Pour la fréquence correspondant au maximum de la réponse spectrale, est extraite la qualité de cophasage  $Q_\lambda$ . L'évolution de  $Q_\lambda$  en fonction de  $\sigma_{\delta L}$  est représentée sur la figure III.24. Cette courbe fait

apparaître une forte instabilité de la qualité de cophasage  $Q_\lambda$  dès que  $\sigma_{\delta L}$  atteint  $0,08 \mu\text{m}$ . Pour atteindre une qualité de cophasage toujours supérieure à  $0,8$ , il est nécessaire que  $\sigma_{\delta L}$  n'excède pas  $\lambda/18$ . Nous avons vérifié expérimentalement, à l'aide du spectromètre mis en place, que cette condition de stabilité est réalisable avec les lasers utilisés.

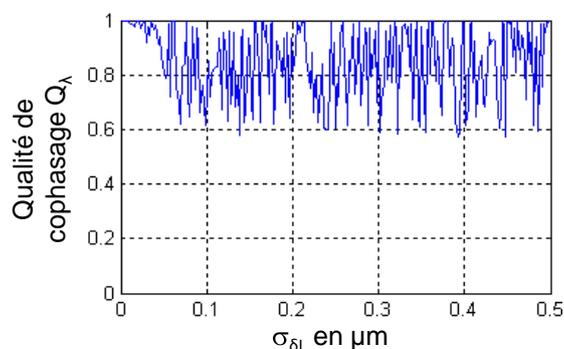


Figure III.24 : Evolution de la qualité de cophasage  $Q_\lambda$  calculée pour 3 lasers couplés en fonction de l'écart-type des variations de longueurs de bras  $\sigma_{\delta L}$ , pour  $L_1$ ,  $L_2$  et  $L_3$  les longueurs des cavités élémentaires égales à  $1,114 \text{ m}$ ,  $1,057 \text{ m}$  et  $1 \text{ m}$

Pour cela, nous avons remplacé dans le spectromètre la lentille L par une autre de plus grande focale ( $f = 40 \text{ cm}$ ) de façon à augmenter le pouvoir de résolution du spectromètre pour observer en détails le déplacement éventuel des franges spectrales. Les milieux amplificateurs considérés sont alors pompés par diode laser, le spectromètre nous permettant d'observer les conséquences des fluctuations de longueur de bras dues au pompage. Les franges observées à deux instants différents sont représentées sur la figure III.25. Lorsque l'équilibre thermique est atteint, ces franges spectrales se translatent au maximum de  $1/12$  de la largeur d'une frange, ce qui correspond à une variation de l'incrément de longueur de  $\lambda/24$ . En considérant maintenant les trois bras de l'interféromètre, l'écart-type des variations de longueur de bras est donc au maximum de  $\lambda/24$ , ce qui est inférieur à la valeur limite  $\lambda/18$  calculée. Une telle configuration est sensible à la corrélation des fluctuations de longueur de bras, néanmoins les lasers utilisés sont suffisamment stables pour atteindre une bonne efficacité de combinaison.

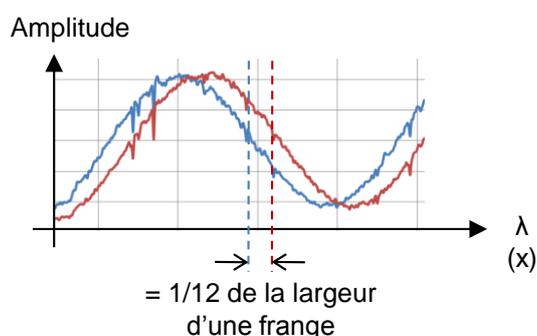


Figure III.25 : Franges spectrales observées à deux instants différents

### ▪ Qualité de cophasage et bilan énergétique obtenus expérimentalement

Nous avons finalement remplacé le miroir de réflectivité maximale fermant la cavité interféromètre à la place du spectromètre, et observé les franges d'interférences résultant de la superposition des trois faisceaux de sortie (Figure III.26). L'inclinaison des lames à faces parallèles est ajustée finement de façon à observer le maximum de contraste des franges d'interférences, ce qui coïncide avec un maximum de la réponse spectrale de la cavité interféromètre. Les franges d'interférences contrastées nous indiquent une qualité de cophasage  $Q$ , calculée selon la relation II-22, de 80%. Les franges d'interférences observées sont de plus stables en contraste et en position (décalage maximal équivalent à  $\lambda/20$ ). Ces deux résultats montrent une bonne cohérence des rayonnements émis.

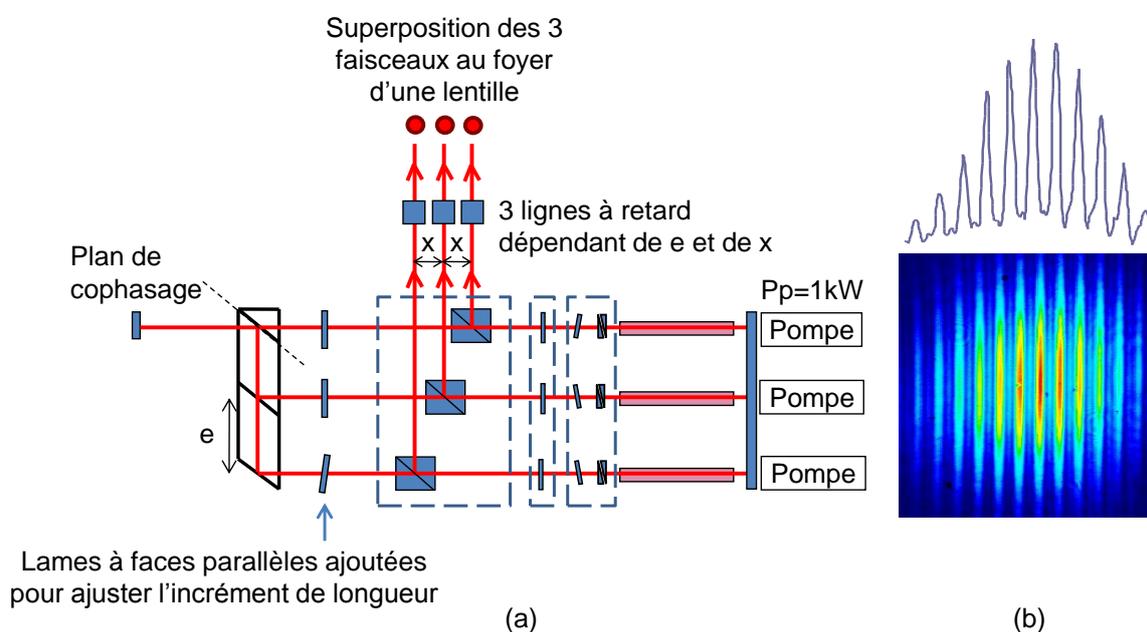


Figure III.26 : Trois lasers couplés dans une cavité interféromètre à incrément de longueur périodique, (a) Schéma expérimental, (b) Figure d'interférences observée

Nous avons mesuré de nouveau l'énergie extraite de ces cavités couplées. Pour chacune des trois sorties, le niveau d'énergie obtenu est cette fois stable en fonction du temps (Figure III.27). Ce couplage des trois lasers dans une cavité interféromètre à incrément de longueur périodique permet ainsi d'extraire 27% de l'énergie des lasers indépendants, nous mesurons en effet respectivement 7 mJ, 8 mJ et 9 mJ aux sorties 1, 2 et 3 pour une puissance pompe de 1 kW. Les coefficients de réflexion de l'élément combineur ne sont pas exactement adaptés. En effet, au lieu de retrouver 33% du rayonnement de chaque faisceau amplifié sur la voie commune (Figure III.15), nous mesurons sur cette voie 32% de l'énergie du faisceau 1, 40% de l'énergie du faisceau 2 et 19% de l'énergie du faisceau 3. De plus, les lames à faces parallèles utilisées pour ajuster l'incrément de longueur ne sont pas traitées antireflets. Ces

deux paramètres induisent de fortes pertes intra-cavité et expliquent le rendement énergétique inférieur à celui qui a été présenté dans le paragraphe I.2.1 avec deux lasers couplés, le gain petit signal des milieux amplificateurs utilisés ne permettant pas de compenser ces pertes. Utiliser des lames à faces parallèles traitées antireflets, ou ajuster longitudinalement le positionnement des miroirs de fond de cavité, de même qu'utiliser des milieux amplificateurs à plus fort gain permettrait d'augmenter le rendement énergétique de cette architecture.

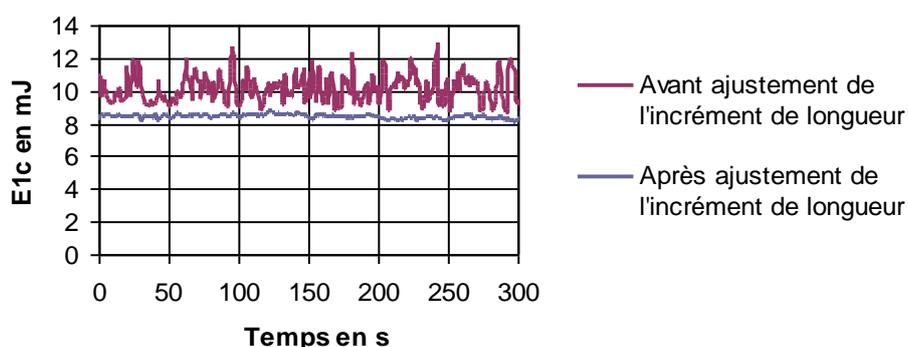


Figure III.27 : Energie extraite de la cavité 3 avant et après ajustement de l'incrément de longueur

Cette configuration permet ainsi d'atteindre une très bonne qualité de cophasage des rayonnements émis, avec une figure d'interférences résultant de la superposition de ces rayonnements stable. Néanmoins, elle est sensible à la corrélation des fluctuations de longueur de bras. Ceci n'a pas posé de difficultés avec les lasers utilisés mais serait probablement une source d'instabilité avec l'utilisation de lasers plus énergétiques, à milieux amplificateurs de large section et des cavités plus longues pour garantir un fonctionnement monomode transverse.

## II.2.2. INCREMENT DE LONGUEUR APERIODIQUE

### II.2.2.1. Résultats obtenus en régime de fonctionnement relaxé

Une autre configuration a été étudiée et expérimentée. Elle consiste à augmenter considérablement la différence d'incrément de longueur entre chaque bras de la cavité interféromètre. La réponse spectrale de ce nouvel interféromètre à trois voies amplificatrices, montrée sur la figure III.28, fait cette fois apparaître une autre modulation  $\Delta\lambda$  dépendant de cette différence d'incrément de longueur :  $\Delta\lambda = \frac{c}{2\delta L}$  avec  $\delta L = \Delta L_{12} - \Delta L_{23}$ . Afin de coupler efficacement les trois lasers dans une cavité interféromètre à incrément de longueur aperiodique, il est ainsi nécessaire de choisir la différence de longueur entre chaque cavité de façon à ce que la période de modulation de la réponse spectrale de l'interféromètre soit toujours très inférieure à la largeur de la bande d'émission des lasers.

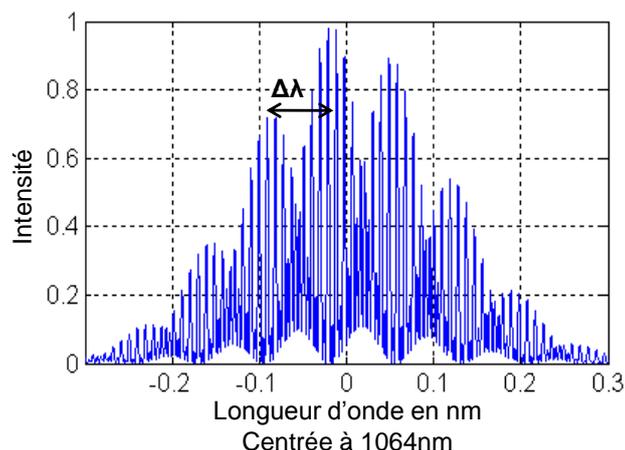


Figure III.28 : Réponse spectrale de l'interféromètre à 3 bras calculée avec un incrément de longueur entre chaque bras aperiodique, pour  $\delta L = 7,5\text{mm}$

Dans la cavité interféromètre initiale à trois émetteurs, nous avons inséré dans un des bras une lame de verre de 15 mm d'épaisseur, ce qui induit une différence d'incrément de longueur  $\delta L$  de 7,5 mm. La réponse spectrale en intensité de cet interféromètre, calculée numériquement, est représentée en figure III.28. Elle indique plusieurs modulations dans la bande d'émission des lasers, condition nécessaire pour atteindre une efficacité de combinaison des lasers élevée et stable. Nous avons également calculé l'évolution du maximum de la réponse spectrale, puis de la qualité de cophasage  $Q_\lambda$  (Figure III.29) en fonction d'une variation  $\varepsilon$ , comprise en -1 et 1  $\mu\text{m}$ , de  $\delta L$ . La qualité de cophasage ne varie quasiment pas sur la plage de longueurs considérées, ce qui indique une insensibilité de cette configuration aux petites fluctuations de longueur. Cette propriété constitue un avantage considérable en comparaison de la configuration à incrément de longueur périodique.

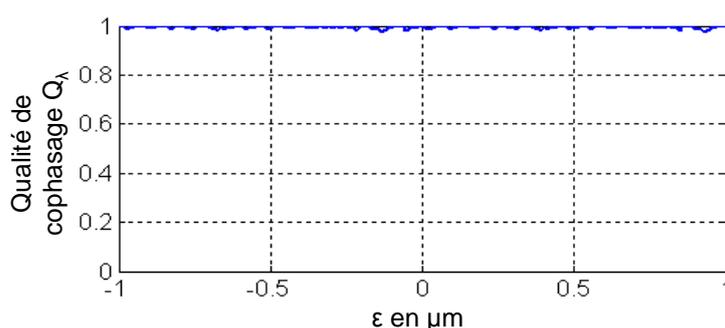


Figure III.29 : Qualité de cophasage  $Q_\lambda$  calculée pour 3 lasers couplés en fonction de  $\varepsilon$  ( $\delta L = \Delta L_{12} - \Delta L_{23} + \varepsilon$ )

Nous avons caractérisé expérimentalement cette configuration (Figure III.30.a). Pour cela, nous avons tout d'abord observé la figure d'interférences résultant de la superposition des trois faisceaux de sortie (Figure III.30.b). Elle est contrastée et stable, ce qui concorde avec les résultats numériques. La qualité de cophasage  $Q$  entre les deux faisceaux a été

calculée à partir de cette figure d'interférences et atteint 80%. La stabilité de ces franges d'interférences (décalage équivalent à  $\lambda/12$ ) et la qualité de cophasage élevée indiquent avec cette configuration également une bonne cohérence des faisceaux de sortie.

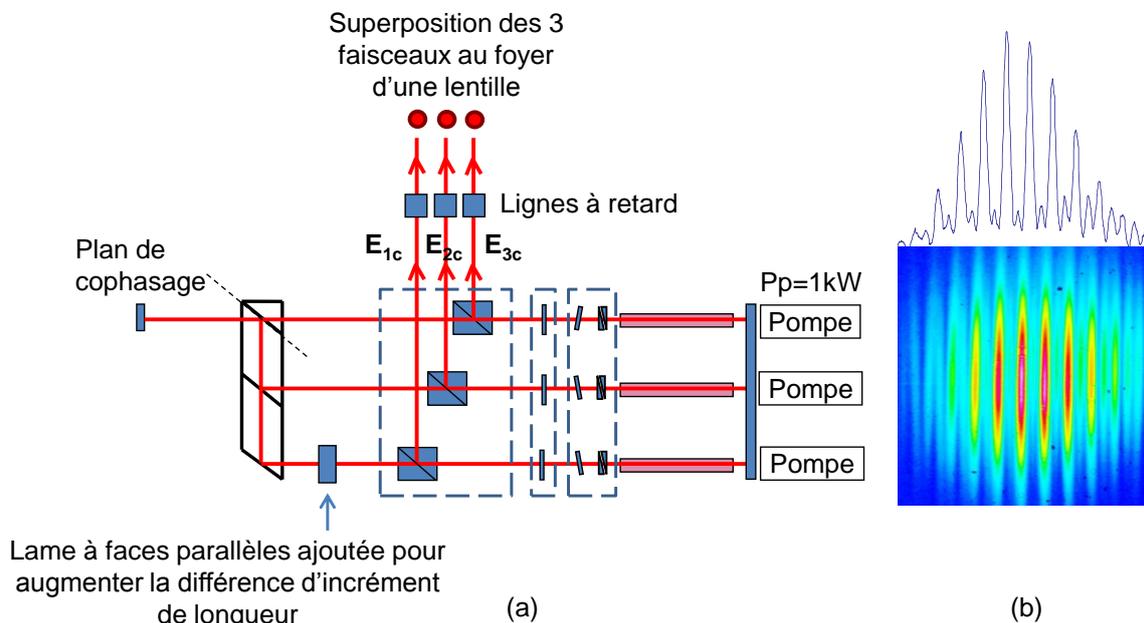


Figure III.30 : Trois lasers couplés dans une cavité interféromètre à incrément de longueur aperiodique, (a) Schéma expérimental, (b) Figure d'interférences observée

L'énergie extraite de ces cavités couplées a alors été mesurée. Le niveau d'énergie obtenu à chacune des trois sorties est stable en fonction du temps (Figure III.31). L'augmentation de la différence d'incrément de longueur entre chaque bras de la cavité interféromètre a donc également permis de stabiliser cette configuration. 29% de l'énergie des lasers est retrouvé en sortie de ces cavités couplées, nous mesurons respectivement 8 mJ, 8 mJ et 9 mJ aux sorties 1, 2 et 3 pour une puissance pompe de 1 kW. Comme dans la configuration précédente, la lame utilisée n'est pas traitée antireflets, ce qui induit de fortes pertes intra-cavités et explique partiellement ce bilan énergétique. Dans le prochain paragraphe, des milieux amplificateurs à plus fort gain sont utilisés. De tels milieux amplificateurs conduisent à une sensibilité moins importante aux pertes intra-cavité ce qui se traduit par un bilan énergétique nettement meilleur.

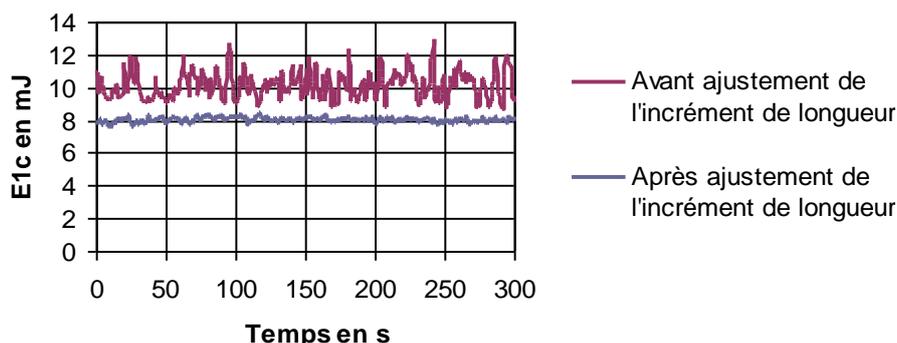


Figure III.31 : Energie extraite de la cavité 1 avant et après insertion de la lame destinée à augmenter la différence d'incrément de longueur

Cette configuration permet ainsi d'atteindre également une très bonne qualité de cophasage des rayonnements émis, avec une figure d'interférences résultant de la superposition de ces rayonnements stable. Elle est de plus insensible aux petites fluctuations de longueur de bras, ce qui la rend très avantageuse pour le couplage de lasers de fortes énergies.

#### II.2.2.2. Résultats obtenus en régime de fonctionnement déclenché

Cette configuration a également été expérimentée par Cilas avec des lasers fonctionnant en régime impulsif déclenché. Les trois lasers élémentaires génèrent respectivement 99 mJ, 91 mJ et 85 mJ par impulsion, avec des impulsions de durée 30 ns à la fréquence de récurrence de 10 Hz. Ces lasers ont été couplés grâce à un élément combineur monobloc identique à celui que nous avons utilisé, constitué de trois lames réfléchissantes de réflectivité 100%, 50% et 66%. Le modulateur électro-optique est de nouveau positionné dans le bras commun aux trois lasers élémentaires (Figure III.32). La stabilité de cette configuration a nécessité l'ajout d'une lame à faces parallèles à l'intérieur de l'une des sous-cavités de façon à se placer dans le cas d'une cavité interféromètre à incrément de longueur aperiodique.

La figure d'interférences résultant de la superposition des trois faisceaux de sortie est constituée de franges contrastées. L'énergie extraite de ces cavités couplées est quant à elle de 248 mJ par impulsion, ce qui correspond à un rendement énergétique de 90%. De notre côté, nous avons obtenu pour une configuration similaire à celle-ci un rendement énergétique inférieur à 30%. Utiliser des lasers de plus fort gain, donc moins sensibles aux pertes intracavité, a donc permis d'atteindre un rendement énergétique élevé.

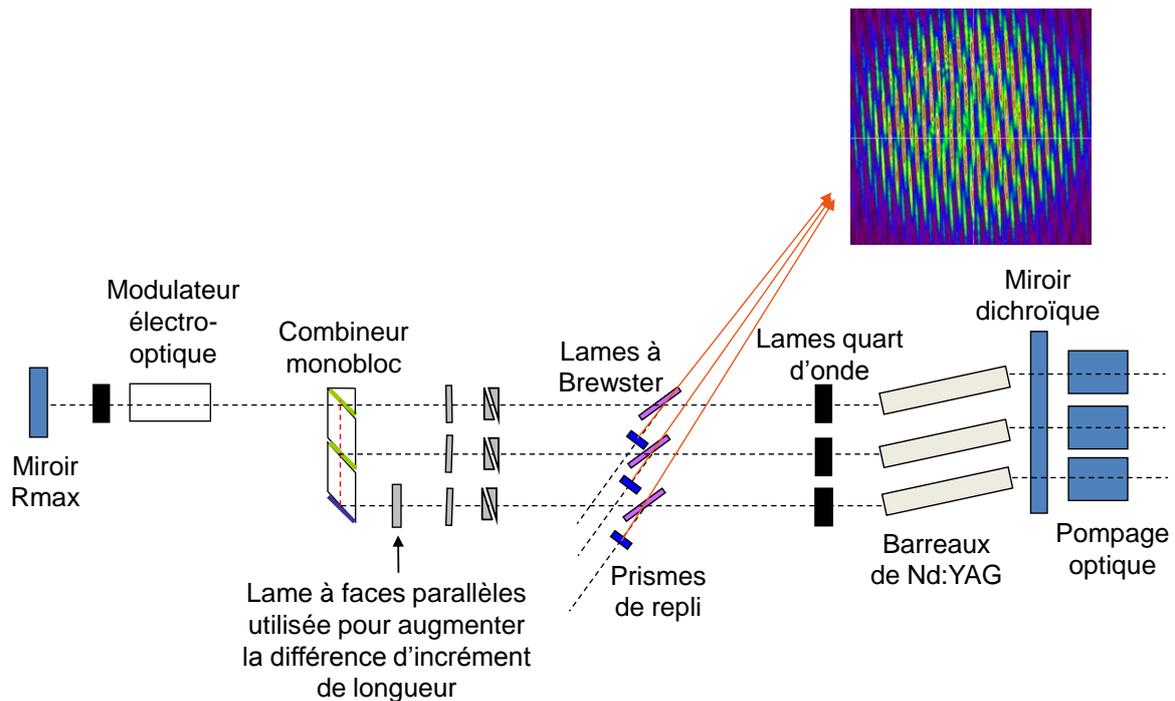


Figure III.32 : Schéma expérimental de trois lasers fonctionnant en régime déclenché couplés dans une cavité interféromètre et figure d'interférences observée

Ces configurations de combinaison de lasers dans une architecture interféromètre offrent ainsi de très bons résultats également en régime de fonctionnement déclenché. Un rendement énergétique élevé a en effet été obtenu, de même qu'une figure d'interférences résultant de la superposition des différents faisceaux de sortie contrastée.

### II.2.3. PROPOSITION D'UNE ARCHITECTURE A NEUF EMETTEURS

A partir des résultats obtenus avec trois lasers couplés dans une cavité interféromètre, nous avons proposé une architecture permettant de coupler efficacement neuf lasers. Les modèles numériques développés pour trois lasers couplés ont été validés par les réalisations expérimentales, à la fois pour la configuration laser à incrément de longueur de bras périodique et la configuration à incrément aperiodique. Nous avons donc étendu ces modèles au cas de neuf lasers couplés. La réponse spectrale d'un interféromètre à neuf bras a ainsi été calculée pour les deux types de configuration. La bande de gain des lasers avec laquelle sera expérimentée la future architecture à neuf émetteurs est prévue être de largeur égale à environ 4,5 nm. Nous avons donc pris en considération cette largeur de bande de gain pour les simulations.

Lorsque l'incrément de longueur est périodique entre chacun des neuf bras de la cavité interféromètre, la qualité de cophasage est maximale, égale à l'unité. Cependant, le système est très sensible à la corrélation des fluctuations de longueur de bras. La figure III.33

représente en effet l'évolution de la qualité de cophasage  $Q_\lambda$ , calculée avec la fréquence donnant le maximum de la réponse spectrale de l'interféromètre à neuf bras, en fonction de l'écart-type des variations de longueur de chaque bras  $\sigma_{\delta L}$ . Pour avoir une qualité de cophasage toujours supérieure à 0,8, il est nécessaire que  $\sigma_{\delta L}$  soit inférieur à  $\lambda/22$ , ce qui est comparable à la sensibilité calculée dans le cas à trois émetteurs. Cette condition ne sera néanmoins pas réalisable avec des lasers de forte énergie sans un contrôle actif des longueurs de bras. C'est pourquoi nous privilégions par la suite la configuration à incrément de longueur a périodique entre chaque bras.

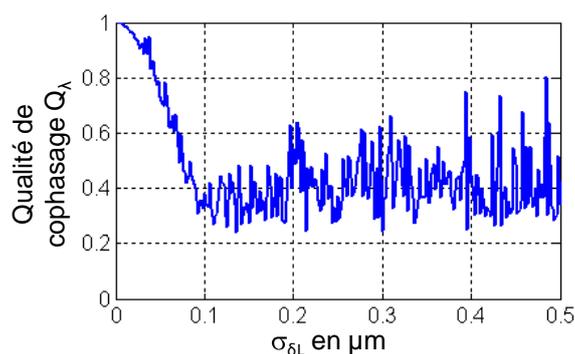


Figure III.33 : Evolution de la qualité de cophasage  $Q_\lambda$  en fonction de l'écart-type des petites variations de longueurs de bras  $\sigma_{\delta L}$ , pour neuf lasers couplés

Dans le cas d'un incrément de longueur a périodique entre chaque bras, l'augmentation du nombre de lasers élémentaires a pour conséquence une diminution de la qualité de cophasage due à la raréfaction du nombre de modes longitudinaux communs aux différentes sous-cavités. Il est donc nécessaire d'optimiser les longueurs de chacune des cavités élémentaires de façon à favoriser les congruences de modes. Nous avons pour cela calculé l'évolution du maximum de la réponse spectrale de l'interféromètre à neuf bras, puis de la qualité de cophasage  $Q_\lambda$  en fonction de l'écart-type des longueurs de bras  $\sigma_L$ , celles-ci allant de 1 à plusieurs mètres. Nous remarquons, en accord avec les résultats de la thèse de Jérôme Lhermite [2], que pour obtenir une qualité de cophasage élevée, il est nécessaire d'avoir une distribution des longueurs de bras étalée sur plusieurs mètres (Figure III.34). Or, des cavités de longueurs très différentes peuvent engendrer des modes transverses fondamentaux de diamètre différent. La mauvaise intégrale de recouvrement des champs interférant sur le composant combineur va alors impacter l'efficacité de la combinaison. Il nous faut donc trouver un compromis entre l'optimisation de la réponse spectrale et celle de l'intégrale de recouvrement sur le combineur.

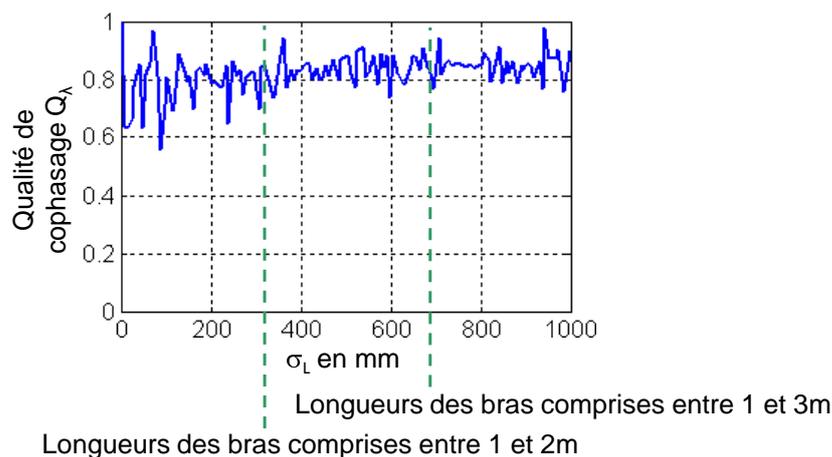


Figure III.34 : Evolution de la qualité de cophasage  $Q_\lambda$  en fonction de l'écart-type des longueurs de bras  $\sigma_L$ , pour neuf lasers couplés

Nous avons choisi d'étudier plus en détails les deux cas particuliers représentés sur la figure III.34, qui correspondent à des longueurs de bras comprises entre 1 et 2 m puis entre 1 et 3 m. Nous avons calculé pour ces deux cas l'évolution de la qualité de cophasage  $Q_\lambda$  en fonction de petites variations de longueur de bras, comprises entre  $-0,5$  et  $+0,5 \mu\text{m}$ , ceci pour plusieurs lois d'évolution des longueurs. Une évolution linéaire des longueurs de bras correspond à un incrément de longueur périodique entre chaque bras, cas déjà étudié et exclu. Les lois d'évolution étudiées ici correspondent donc à un incrément de longueur aperiodique entre chaque bras de l'interféromètre (Figure III.35).

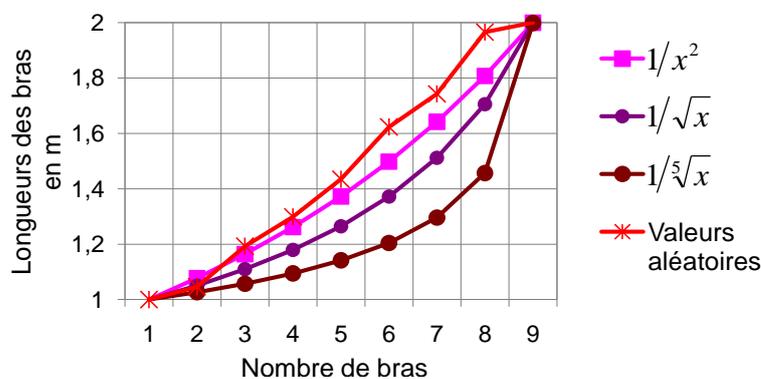


Figure III.35 : Longueurs initiales des neuf bras, comprises entre 1 et 2 m, pour plusieurs lois d'évolution

La figure III.36 représente par exemple l'évolution de la qualité de cophasage  $Q_\lambda$  en fonction de petites variation de longueurs et pour des longueurs de bras initiales comprises entre 1 et 2 m et évoluant en  $1/x^2$ . Nous avons tracé la même courbe pour d'autre longueurs de bras et calculé pour chaque cas la moyenne et l'écart-type de la qualité de cophasage  $Q_\lambda$  sur la plage de petites variations de longueurs considérée. Les résultats obtenus sont répertoriés dans le tableau de la figure III.37. Sur ce tableau apparaissent des résultats semblables pour chaque

loi d'évolution des longueurs, y compris pour des longueurs de bras choisies aléatoirement. La loi d'évolution des longueurs de bras d'une cavité interféromètre n'a donc pas d'influence sur l'efficacité de combinaison. Lorsque les longueurs des bras sont comprises entre 1 et 3 m, la qualité de cophasage  $Q_\lambda$  est de 0,84 et son écart-type est de 0,05. Et lorsque les longueurs des bras sont comprises entre 1 et 2 m, la qualité de cophasage est de 0,81 et son écart-type est de 0,06. Ces deux cas permettent ainsi d'atteindre une bonne qualité de cophasage et un système relativement stable. Etant donné la faible amélioration de ces résultats induite par des longueurs de bras comprises entre 1 et 3 m par rapport aux résultats obtenus pour des longueurs de bras comprises entre 1 et 2 m, nous portons notre choix des longueurs sur ce deuxième cas.

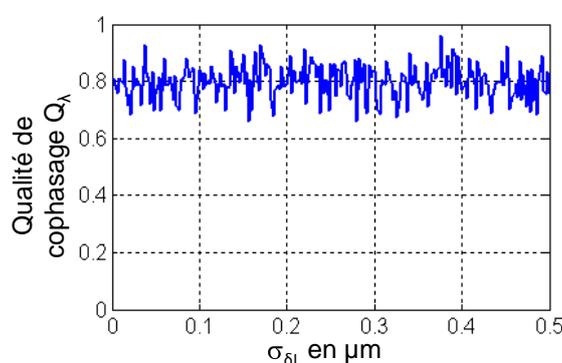


Figure III.36 : Evolution de la qualité de cophasage  $Q_\lambda$  en fonction de l'écart-type des petites variations de longueurs de bras  $\sigma_{\delta L}$  pour des longueurs des neuf bras initiales comprises entre 1 et 2 m et évoluant en  $1/x^2$

		Qualité de cophasage $Q_\lambda$			
		Longueurs des bras comprises entre 1 et 3m		Longueurs des bras comprises entre 1 et 2m	
		$\overline{Q_\lambda}$	$\sigma_{Q_\lambda}$	$\overline{Q_\lambda}$	$\sigma_{Q_\lambda}$
Loi d'évolution des longueurs de bras	$1/x^2$	0,83	0,05	0,80	0,05
	$1/\sqrt{x}$	0,83	0,05	0,82	0,06
	$1/\sqrt[5]{x}$	0,85	0,05	0,82	0,05
	Aléatoire	0,84	0,05	0,80	0,06

Figure III.37 : Tableau récapitulatif répertoriant la moyenne ( $\overline{Q_\lambda}$ ) et l'écart-type ( $\sigma_{Q_\lambda}$ ) de la qualité de cophasage pour plusieurs lois d'évolution des longueurs de bras

Nous proposons donc, pour coupler efficacement neuf lasers, de les combiner dans une cavité interféromètre à neuf bras, avec un incrément de longueur aperiodique entre ces bras et des longueurs de bras comprises entre 1 et 2 m. En effet, d'après les simulations effectuées,

les caractéristiques spectrales de l'émission d'une telle configuration permettent une qualité de cophasage élevée entre les neuf lasers couplés. Dans la prochaine partie, nous étudions, dans cette architecture interféromètre, l'effet de la disparité des modes transverses produits sur la qualité de cophasage.

### **III. IMPACT DES CARACTERISTIQUES SPATIALES DE L'EMISSION SUR LA COMBINAISON DE LASERS**

Dans le paragraphe précédent, nous avons exploré une méthode d'amplification en parallèle permettant de dépasser les limitations en énergie délivrée par un laser unique. Nous avons montré que les cavités élémentaires doivent être de longueurs différentes pour maximiser l'efficacité de combinaison. L'étude numérique du paragraphe II.2 a été réalisée à partir d'un formalisme d'onde plane polychromatique et ne considère pas les caractéristiques du mode transverse établi dans chacune des cavités élémentaires. Or, la disparité des longueurs de cavités fait que les champs émis peuvent avoir des répartitions transverses différentes conduisant à une mauvaise intégrale de recouvrement sur l'élément combineur et donc à une dégradation des performances du laser interféromètre. Nous avons donc développé un nouveau modèle qui simule la construction du champ laser, tout d'abord dans les cavités élémentaires indépendantes, puis au sein d'une cavité interféromètre à bras multiples construite autour des cavités élémentaires précédentes. L'objectif est double. Tout d'abord, ce nouveau modèle doit permettre l'étude de ces aspects spatiaux. Afin de réduire les temps de calcul, le modèle est monochromatique et la longueur d'onde est choisie de façon à ce que les champs qui interfèrent sur l'élément combineur produisent des interférences constructives sur la voie commune du laser interféromètre ce qui revient à le faire osciller sur un mode longitudinal unique pour lequel la réponse spectrale est égale à l'unité. Le deuxième objectif est d'étudier l'impact d'éventuelles aberrations thermiques sur les caractéristiques spatiales et énergétiques du faisceau combiné. Nous avons dans un premier temps présenté le modèle développé.

#### **III.1. DESCRIPTION DU MODELE DE FAISCEAU PROPAGE MIS EN ŒUVRE**

Pour simuler une cavité laser élémentaire, nous nous sommes basés sur le schéma représenté en figure III.38. La cavité est fermée à une extrémité par un miroir plan de réflectivité maximale, et à l'autre extrémité un miroir concave, de réflectivité maximale également, permet de stabiliser cette cavité. Le rayon de courbure de ce miroir est calculé à partir de la mesure expérimentale de la focale thermique  $f_{th}$  induite par le pompage dans le barreau dopé. Nous prenons en compte dans ce modèle les paramètres du milieu amplificateur. Un filtrage spatial, de transparence gaussienne, permet en effet de simuler le

filtrage par le gain. Nous considérons de plus le gain saturé du milieu amplificateur. L'intensité  $I$  du faisceau après passage par ce gain est donnée par la relation :

$$I = I_0 \cdot \exp^{gL} \tag{III-9}$$

avec  $gL$  le gain saturé :  $gL = \frac{g_0L}{1 + \frac{I_0}{I_{sat}}}$ ,  $g_0L$  le gain petit signal du milieu amplificateur et  $I_{sat}$

l'intensité de saturation du barreau de Nd:YAG.

Ce modèle est monochromatique, la longueur d'onde choisie correspond à la longueur d'onde d'émission d'un laser à milieu amplificateur Nd:YAG. Un coupleur de sortie placé en milieu de cavité permet d'extraire la puissance de cette cavité, la réflectivité  $R_{ext}$  de ce coupleur est choisie afin d'extraire le maximum de puissance de la cavité. Les simulations sont réalisées pour un régime de fonctionnement continu. Les paramètres initiaux pris en compte pour la modélisation sont répertoriés sur la figure III.39.

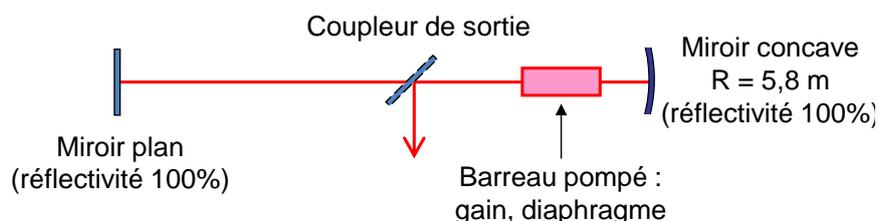


Figure III.38 : Schéma de la cavité laser modélisée

$\lambda$ (nm)	$L_{cavité}$ (m)	$f_{th}$ (m)	$g_0L$	$I_{sat}$ (kW/cm <sup>2</sup> )	$R_{ext}$
1064	1	5,8	1,2	2,2	0,45

Figure III.39 : Valeurs numériques initiales prises en compte pour la modélisation,  $L$  : longueur de la cavité

L'oscillation du champ dans cette cavité démarre sur un bruit constitué d'une combinaison aléatoire de polynômes d'Hermite-Gauss. Ce champ initial bruité a une granularité spatiale suffisamment petite pour être progressivement filtré notamment par l'ouverture numérique de la cavité à chaque itération. La méthode du faisceau propagé (BPM pour *Beam Propagation Method*) est utilisée pour simuler la propagation entre deux plans de la cavité. Les algorithmes de BPM fonctionnent soit par différences finies soit par transformée de Fourier rapides (FFT pour Fast-Fourier Transform). Dans notre cas, c'est un algorithme de FFT-BPM qui a été utilisé pour déterminer la distribution transverse de l'amplitude complexe le long d'un axe de propagation. Le champ formé traverse les différents éléments de la cavité et se stabilise au fur et à mesure des itérations. L'algorithme reprenant les étapes de cette modélisation est représenté sur la figure III.40. Le calcul de l'intégrale de recouvrement  $I_r$

entre le champ dans un plan à l'itération n, et le champ dans ce même plan à l'itération n-1 nous permet de vérifier la convergence du système (Figure III.41.a).

$$I_r(n) = \frac{\iint E(x,y,n)E^*(x,y,n-1) dx dy}{\sqrt{\iint |E(x,y,n)|^2 dx dy \times \iint |E(x,y,n-1)|^2 dx dy}} \quad \text{[III-10]}$$

avec n l'itération considérée, E le champ du faisceau dans le plan de sortie de la cavité, x et y les coordonnées spatiales de ce champ.

Cette intégrale de recouvrement atteint la valeur 1 rapidement, après quelques itérations. Nous pouvons également calculer la puissance extraite de la cavité (Figure III.41.b) et observer les faisceaux, en éclaircissement et phase, sur chacun des éléments de la cavité et en sortie du système, sur le coupleur de sortie (Figure III.41.c).

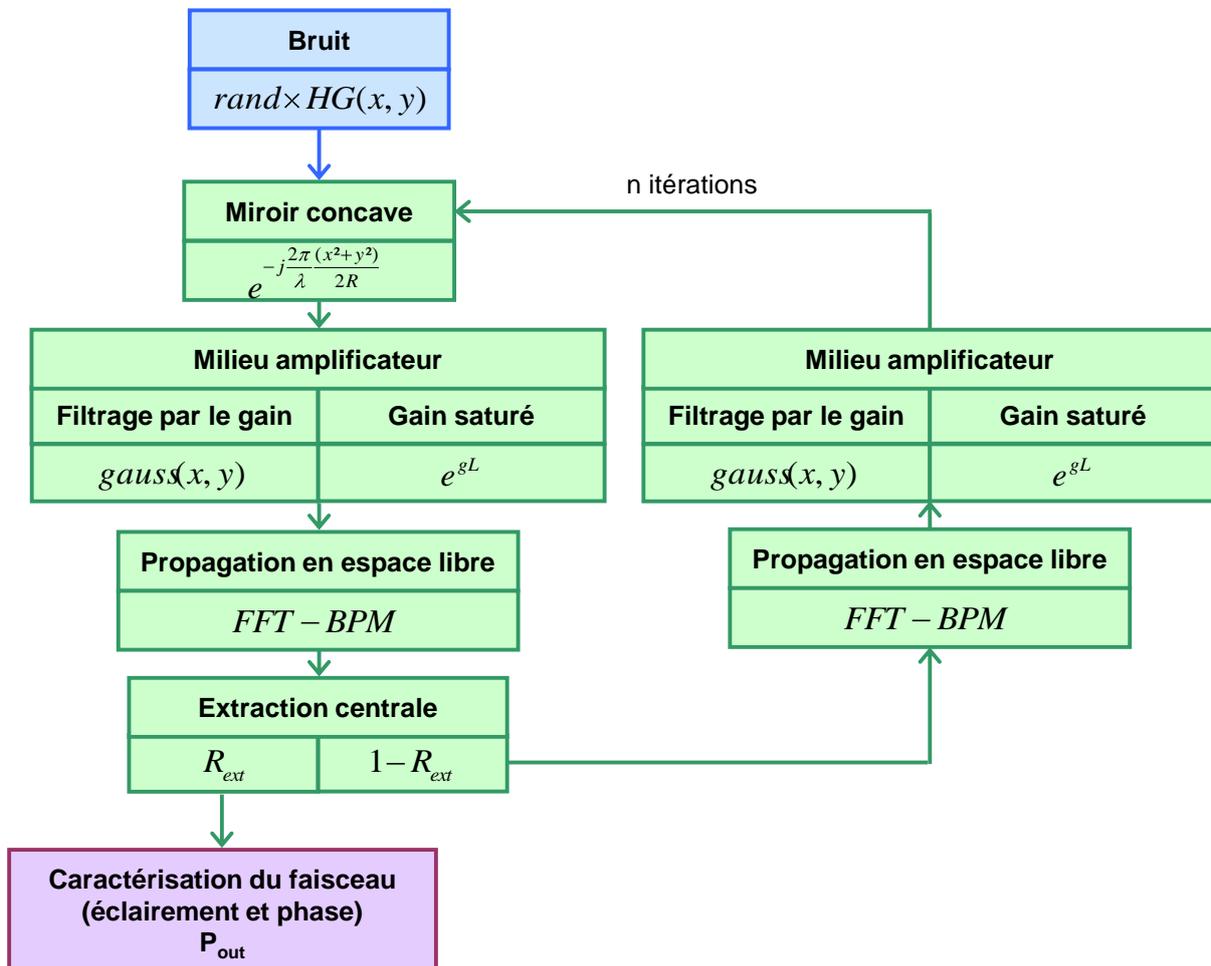


Figure III.40 : Algorithme du modèle développé permettant de simuler la construction du mode d'une cavité élémentaire et d'extraire les caractéristiques spatiales et énergétiques de l'émission

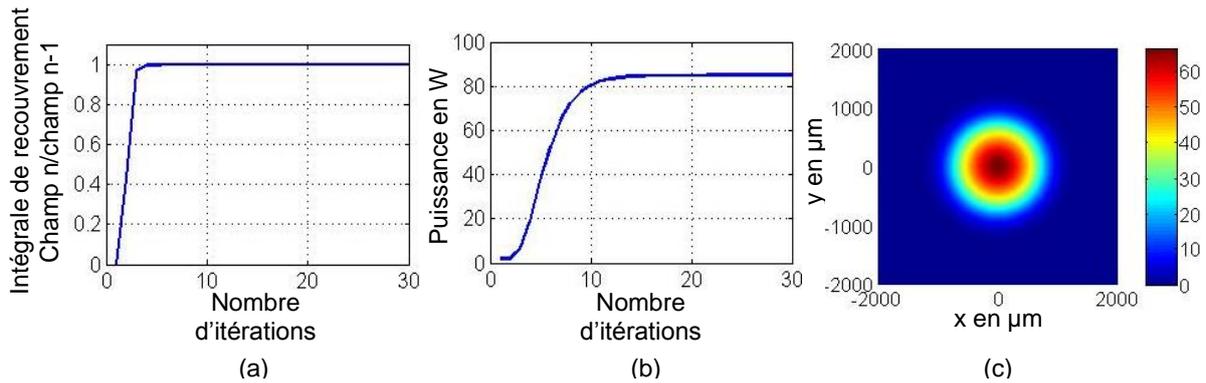


Figure III.41 : Exemple de paramètres extraits du modèle pour une cavité de longueur 1m :(a) établissement du mode dans la cavité, (b) puissance extraite de la cavité, (c) éclaircement du faisceau sur le coupleur de sortie

Nous avons simulé à l'aide de ce même modèle des lasers couplés dans une cavité interféromètre. Pour cela, un bruit différent est injecté dans chacune des sous-cavités au niveau des miroirs concaves. Les rayonnements traversent les milieux amplificateurs et les coupleurs de sortie avant d'être sommés sur l'élément combineur (Figure III.42). Les longueurs de propagation depuis les miroirs concaves jusqu'à la séparatrice ont été ajustées de telle sorte que la différence de chemin optique soit un multiple de la longueur d'onde utilisée dans les simulations. Cette précaution particulière permet d'avoir des champs interférant sur la séparatrice en donnant des interférences constructives sur le bras commun allant jusqu'au miroir plan et destructives sur les voies à fuites de l'élément combineur. L'amplitude de chacun des  $N$  faisceaux interférant sur la voie commune est de  $1/N$  celle des faisceaux en amont du combineur (combineur de taux de partage 50/50 pour deux cavités couplées, 33/33/33 pour trois cavités couplées, ...).

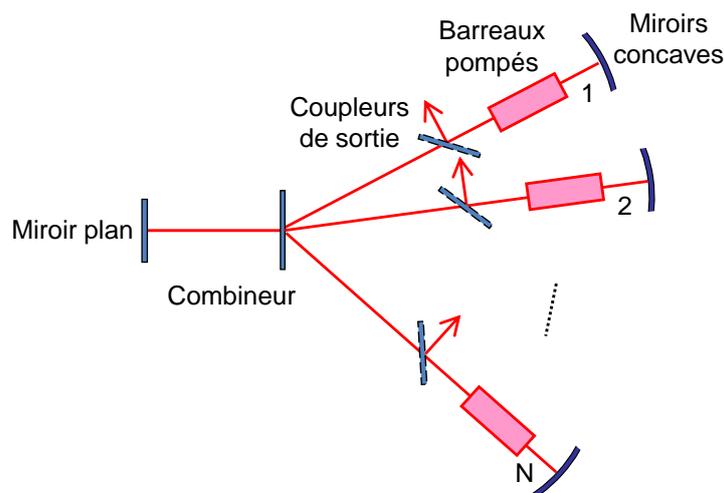


Figure III.42 : Schéma de lasers couplés dans une cavité interféromètre

Nous avons tout d'abord développé ce modèle pour deux cavités couplées. Le schéma des deux cavités couplées modélisées est présenté sur la figure III.43, et l'algorithme du modèle développé sur la figure III.44.

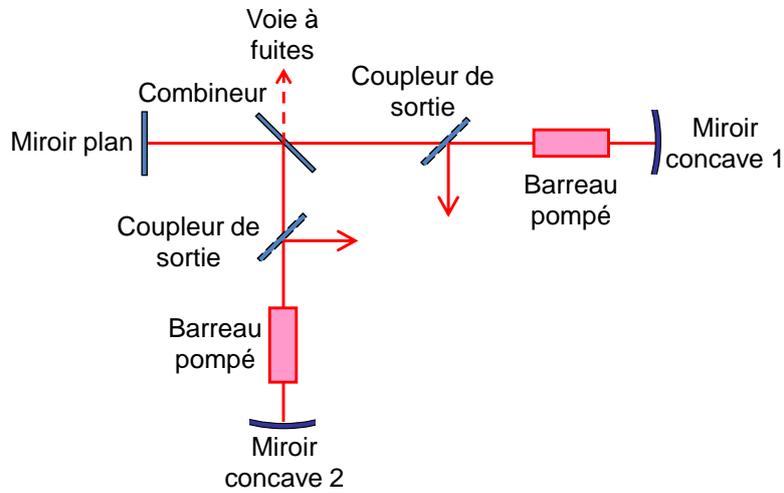


Figure III.43 : Schéma des deux cavités laser couplées modélisées

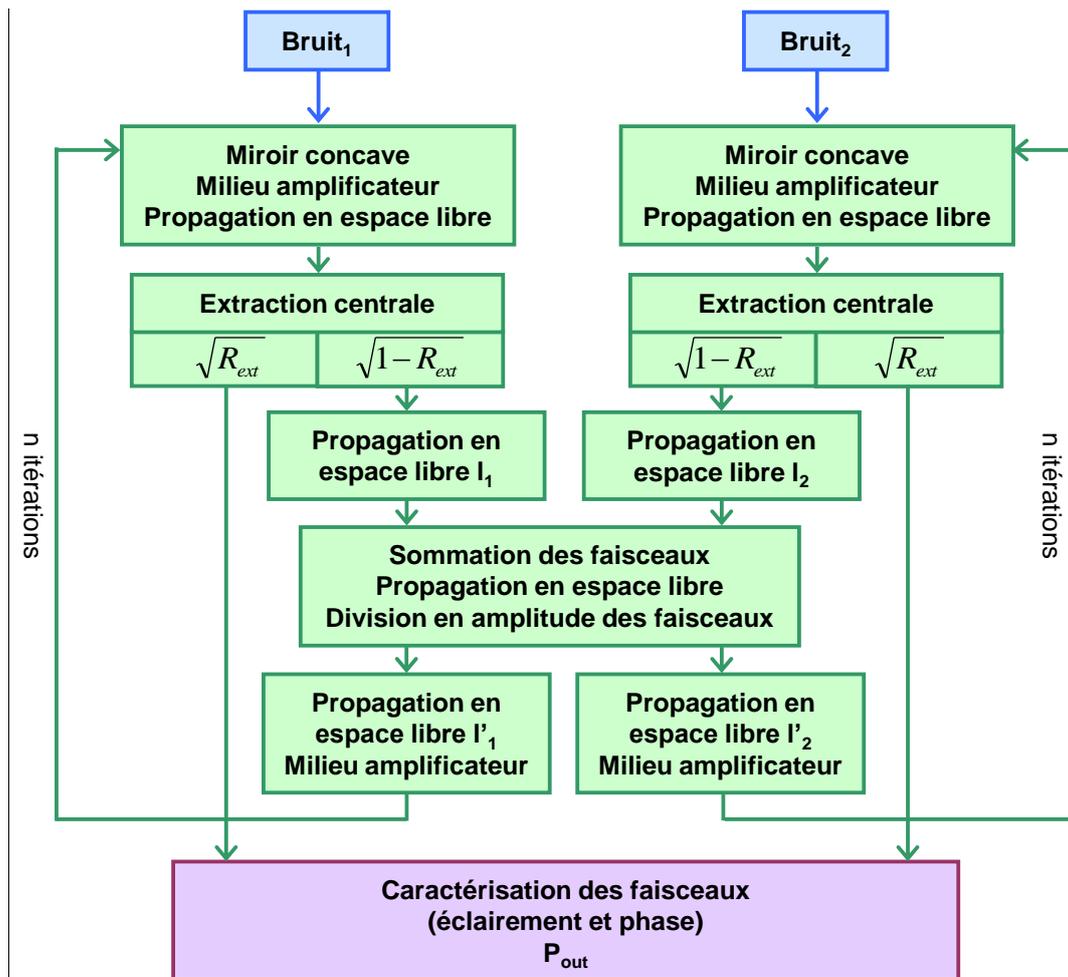


Figure III.44 : Algorithme simplifié du modèle développé permettant de simuler la construction du mode dans deux cavités couplées et d'extraire les caractéristiques spatiales et énergétiques de l'émission

De cette modélisation sont extraits également la figure d'interférences résultant de la superposition des différents faisceaux de sortie (Figure III.45.b). De plus, sont calculés d'une part le rendement énergétique  $\eta$  défini comme la somme des puissances extraites des cavités couplées sur la somme des puissances extraites des cavités élémentaires indépendantes (Figure III.45.a), et d'autre part le pourcentage de fuites correspondant au rapport entre la puissance calculée sur les voies à fuites du combineur et la puissance obtenue en sortie du système. Les résultats présentés sont obtenus pour deux cavités lasers identiques, de longueur 1 m, couplées grâce à une séparatrice 50/50. Le rendement énergétique calculé est égal à 1 en régime établi, avec un pourcentage de fuite de 0. Cela montre que cette modélisation donne des résultats cohérents, le cas modélisé étant idéal.

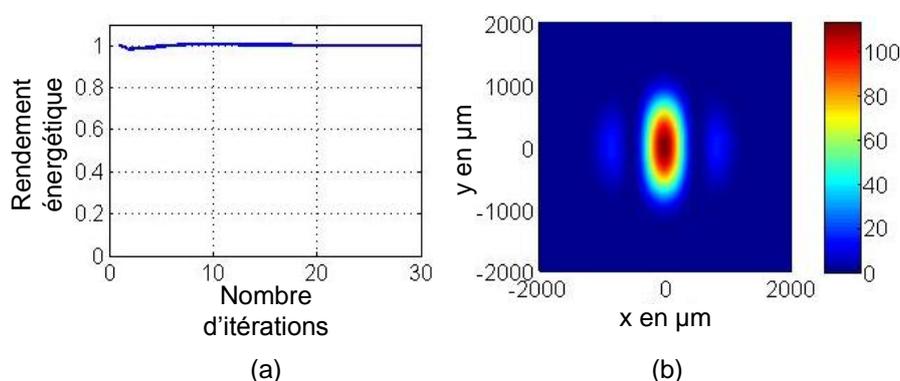


Figure III.45 : Exemple de résultats extraits de la simulation de deux cavités lasers de longueur identique exemptes d'aberrations thermiques, couplées dans une cavité interféromètre, (a) rendement énergétique, (b) figure d'interférences

Le même programme a été développé pour un nombre de cavités couplées allant jusqu'à neuf. Nous avons ainsi étudié grâce à lui l'influence des longueurs de bras et des aberrations thermiques sur la combinaison de lasers, ceci jusqu'à neuf lasers élémentaires couplés.

### **III.2. INFLUENCE DES DIFFERENCES DE LONGUEURS DE BRAS**

Nous avons calculé dans le paragraphe II.2 la fonction de transfert du laser interféromètre afin de déterminer les longueurs optimales permettant de coupler neuf lasers dans une cavité interféromètre. Ces longueurs sont comprises entre 1 et 2 m. Deux cavités élémentaires indépendantes, de longueurs respectivement 1 m et 2 m, ont tout d'abord été modélisées, ceci afin de comparer leur forme spatiale d'émission. Le programme que nous avons développé calcule le facteur  $M^2$  qui quantifie la qualité spatiale du faisceau par comparaison avec un faisceau de type TEM<sub>00</sub> [11]. Le  $M^2$  donné est défini par la relation simplifiée  $M^2 = \sqrt{M_x^2 \times M_y^2}$ , avec  $M_x^2$  et  $M_y^2$  les  $M^2$  calculés suivant les axes x et y.

L'expression rigoureuse du  $M^2$  pour un faisceau en trois dimensions est plus complexe et prend en compte de nombreux paramètres comme expliqué dans la référence [12]. Nous utiliserons néanmoins toujours la relation simplifiée dans ce manuscrit. Les faisceaux issus de ces cavités élémentaires sont de diamètre différent (Figure III.46). Ils présentent néanmoins tous les deux une bonne qualité spatiale (Cavité de longueur 1 m :  $M^2 = 1,06$  ; cavité de longueur 2 m :  $M^2 = 1,19$ ). La puissance extraite de la cavité de longueur 1 m, égale à 85 W, est supérieure à celle extraite de la cavité de longueur 2 m, égale à 63,3 W, du fait de la différence de diamètre des faisceaux émis.

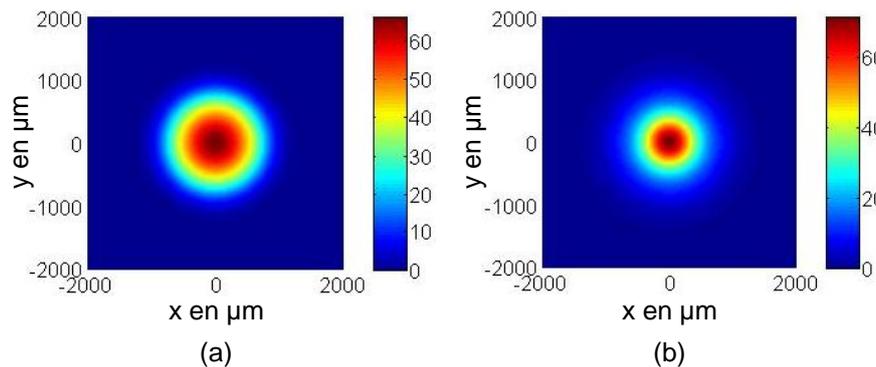


Figure III.46 : Faisceaux relevés sur les coupleurs de sortie des cavités lasers de longueur respective 1 m (a), diamètre du faisceau à  $1/e$  du maximum égal à  $1840 \mu\text{m}$ , et 2 m (b), diamètre du faisceau à  $1/e$  du maximum égal à  $1600 \mu\text{m}$

Ces deux lasers élémentaires sont alors couplés grâce à une séparatrice 50/50, cette configuration correspondant à un cas extrême. En effet, expérimentalement les neuf cavités couplées seront de longueur comprise entre 1 et 2 m. Les deux cavités de longueur 1 et 2 m étant ainsi les plus différentes, les faisceaux émis par ces deux cavités présenteront la plus faible intégrale de recouvrement sur l'élément combineur ce qui peut dégrader l'efficacité de combinaison. Ces deux lasers couplés donnent néanmoins un rendement énergétique élevé, de 94,6% avec 9,1% de fuite (Figure III.47). La qualité spatiale des faisceaux de sortie est quant à elle similaire à celle des faisceaux de sortie des lasers indépendants (Sortie 1 :  $M^2_1 = 1,08$  ; sortie 2 :  $M^2_2 = 1,15$ ). Nous avons également calculé la qualité de cophasage  $Q_{x,y}$  (rapport entre l'intensité sur l'axe de la figure d'interférences résultant de la superposition des faisceaux couplés et l'intensité sur l'axe obtenue en cas de combinaison cohérente idéale) qui traduit le degré de similitude sur l'élément combineur des champs qui se superposent. Elle est égale à 96,6%. Ainsi, ces longueurs de cavités produisent des modes transverses qui présentent une forte similitude sur la séparatrice où ils se superposent, d'où cette qualité de cophasage élevée, et donc n'engendrent que peu de pertes par interférences sur cet élément combineur intra-cavité.

Nous avons de même modélisé la combinaison de trois lasers dans une cavité interféromètre. Les longueurs des cavités sont cette fois identiques au cas expérimental, c'est-à-dire correspondant à un incrément de longueur a périodique entre chaque bras, soit  $L_1 = 1$  m,  $L_2 = 1,057$  m et  $L_3 = 1,144$  m. Le combineur modélisé est également identique à celui utilisé expérimentalement (Figure III.15). Le rendement énergétique obtenu, égal à 99,5%, est excellent de même que la qualité spatiale des faisceaux de sortie ( $M^2_1 = M^2_2 = M^2_3 = 1,03$ ) (Figure III.47). La qualité de cophasage  $Q_{x,y}$  est quant à elle égale à 99,7% dans cette configuration. Par conséquent, les disparités de longueur nécessaires pour assurer l'existence de congruences modales dans la bande d'émission des lasers élémentaires dans le cas de trois lasers couplés n'engendrent pas de dégradation de la qualité de cophasage.

Nous avons enfin modélisé neuf cavités couplées, de longueur comprise entre 1 et 2 m et choisies aléatoirement entre ces deux extrema. Le combineur modélisé consiste en une association de quatre combineurs utilisés chacun pour coupler trois lasers (Figure III.15). Les coefficients de réflexion du combineur sont ainsi choisis afin que les faisceaux se superposant sur la voie commune de la cavité interféromètre aient des poids identiques. Les résultats obtenus montrent un très bon rendement énergétique, égal à 97,4% avec 4% de fuites (Figure III.47). Le  $M^2$  des faisceaux de sortie est compris entre 1,08 et 1,19, ce qui indique une bonne qualité spatiale des faisceaux, identique à celle des faisceaux issus des cavités élémentaires. La qualité de cophasage  $Q_{x,y}$  élevée, de 94%, montre la faible influence, sur la combinaison des lasers, de la disparité des modes transverses due aux différences de longueur des cavités élémentaires.

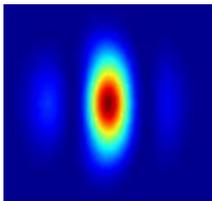
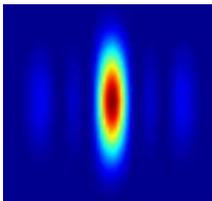
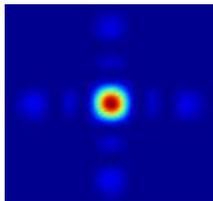
	Deux lasers couplés, de longueur 1 et 2m	Trois lasers couplés, de longueur 1, 1,057 et 1,144m	Neuf lasers couplés, de longueur comprise entre 1 et 2m
Qualité de cophasage $Q_{x,y}$	96,6%	99,7%	94,3%
Rendement énergétique $\eta$	94,6%	99,5%	97,4%
Pourcentage de fuites	9,1%	0,06%	4%
Qualité spatiale des faisceaux de sortie	$M^2_1 = 1,08$ et $M^2_2 = 1,15$	$M^2_1 = M^2_2 = M^2_3 = 1,03$	$1,08 < M^2 < 1,19$
Superposition des faisceaux de sortie			

Figure III.47 : Tableau récapitulatif donnant les résultats obtenus avec des lasers couplés de longueurs de cavité différentes

Cette qualité de cophasage  $Q_{x,y}$  ne tient compte que des caractéristiques spatiales des champs cophasés puisqu'il s'agit d'un modèle monochromatique pour lequel est choisie une longueur d'onde donnant une réponse spectrale de l'interféromètre égale à l'unité. Dans le paragraphe II, la qualité de cophasage  $Q_\lambda$  est calculée pour des faisceaux polychromatiques assimilés à des ondes planes. Afin de prendre en compte la multiplicité des fréquences spatiales et temporelles du rayonnement, nous définissons une qualité de cophasage  $Q$  globale, donnée par la relation suivante :

$$Q = Q_\lambda \times Q_{x,y} \quad \text{[III-11]}$$

Cette écriture de la qualité de cophasage peut apparaître abusive puisque les cavités lasers mises en œuvre ne sont pas dégénérées. En effet, les variables temporelles et spatiales ne sont pas séparables, les modes spatiaux n'oscillant pas sur les mêmes fréquences de résonance. Toutefois, elle nous permet d'évaluer l'efficacité de combinaison et son évolution avec les paramètres que sont le nombre de lasers combinés et leurs caractéristiques d'émission. Les valeurs de  $Q$  sont répertoriées sur la figure III.48. Cette qualité de cophasage atteint 75,4% pour neuf lasers couplés, l'incidence des caractéristiques spectrales de l'émission des neuf lasers couplés sur la qualité de cophasage étant prépondérante ( $Q_\lambda = 80\%$ ).

	Deux lasers couplés, de longueur 1 et 2m	Trois lasers couplés, de longueur 1, 1,057 et 1,144m	Neuf lasers couplés, de longueur comprise entre 1 et 2m
Qualité de cophasage Q	96,6%	97,7%	75,4%

Figure III.48 : Qualité de cophasage  $Q$  obtenue numériquement pour deux à neuf lasers couplés

### **III.3. ETUDE NUMERIQUE DE CONFIGURATIONS LASERS A EMISSIONS MULTIPLES ENTACHEES D'ABERRATIONS THERMIQUES**

D'autres paramètres peuvent influencer la répartition transverse des champs émis par les lasers couplés, voire dégrader la qualité spatiale des faisceaux. En effet, en poussant les performances énergétiques de chaque source, les faisceaux à combiner peuvent présenter des aberrations. Ces aberrations d'origine thermique naissent de la conversion incomplète du faisceau de pompage en rayonnement laser et sont fortement corrélées aux inhomogénéités de pompage, à la conductivité thermique, à l'environnement du cristal amplificateur ainsi qu'à ses défauts éventuels. On peut s'interroger sur les performances en termes de qualité de cophasage et d'énergie délivrée lorsque les faisceaux présentent des aberrations. Pour observer l'effet de ces aberrations thermiques, nous avons utilisé le modèle développé permettant de simuler la construction de l'onde laser dans une cavité interféromètre à amplifications parallèles, en ajoutant à ce modèle la présence d'aberrations thermiques dans chacun des bras de la cavité. Ce paragraphe débute par une présentation de la mesure des aberrations thermiques que nous avons réalisée sur les têtes lasers utilisées par Cilas, ceci afin de les intégrer dans le modèle développé. Puis nous avons simulé des cavités lasers couplées et mesuré l'influence de ces aberrations sur la qualité spatiale des faisceaux de sortie, l'énergie extraite du système, la figure d'interférences résultant de la superposition des faisceaux et la qualité de cophasage des faisceaux émis.

#### **III.3.1. MESURE ET MODELISATION DES ABERRATIONS THERMIQUES**

Nous avons mesuré les aberrations thermiques induites par le pompage dans les barreaux de Nd:YAG pompés longitudinalement par diode laser impulsionnelle. Pour cela, nous avons utilisé une source de référence émettant en continu à 1064 nm (Figure III.49). Le faisceau issu de cette source, après collimation et passage par un diaphragme de diamètre semblable à celui du barreau de Nd:YAG, est envoyé dans ce barreau amplificateur. Il est

analysé après un aller-retour dans le barreau dopé grâce à un analyseur de surface d'onde Shack-Hartmann (ASO). Celui-ci se compose d'une matrice de microlentilles, espacées chacune de 150  $\mu\text{m}$ , et évalue ainsi les pentes locales du front d'onde. Une première mesure du front d'onde sans pompage du barreau est effectuée afin d'étalonner l'analyseur de surface d'onde. Le barreau est ensuite pompé par diode laser, à la puissance de 3 kW et à la fréquence de 20 Hz. La déformation du front d'onde induite par ce pompage est alors observée et mesurée par l'analyseur. Il s'agit d'une estimation de la déformation liée au dépôt d'énergie dans le barreau amplificateur que subirait le front d'onde à sa traversée puisque la mesure est effectuée lorsque le barreau est pompé sans fonctionnement laser.

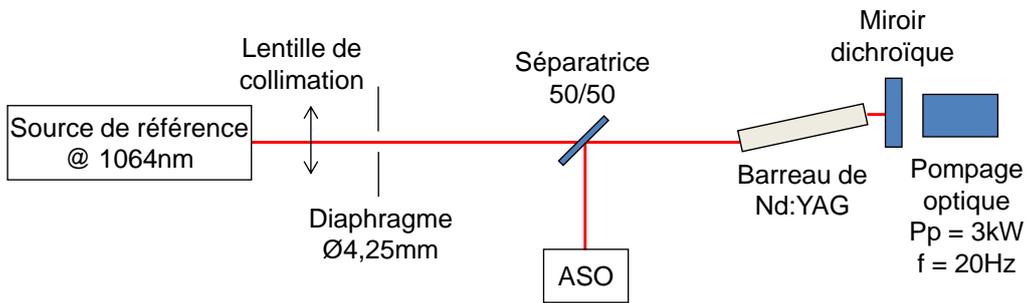


Figure III.49 : Schéma expérimental permettant la mesure des aberrations thermiques induites par le pompage dans le barreau dopé

Les aberrations thermiques mesurées sont décomposées sur la base des polynômes de Zernike, qui correspondent à des aberrations caractéristiques de front d'onde [13]. Les polynômes de Zernike sont définis sur une pupille circulaire de coordonnées sphériques  $\rho$  et  $\theta$ , avec  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$  compris entre 0 et 1 et  $\theta = \arctan\left(\frac{y}{x}\right)$  compris entre 0 et  $2\pi$ , où  $x$  et  $y$  correspondent aux coordonnées cartésiennes. Ils s'expriment sous la forme :

$$Z_n^m(\rho, \theta) = R_n^m(\rho) \cdot \begin{cases} \sin \\ \cos \end{cases} (m\theta) \quad [\text{III-12}]$$

avec la fonction radiale :

$$R_n^m(\rho) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! [0,5(n+m)-s]! [0,5(n-m)-s]!} \rho^{n-2s} \quad [\text{III-13}]$$

Chaque polynôme est caractérisé par son degré radial  $n$  et son degré azimutal  $m$ , avec  $m$  toujours inférieur ou égal à  $n$ , et  $m$  et  $n$  de même parité.

La phase du faisceau décomposé sur la base des polynômes de Zernike s'écrit alors :

$$\Phi(x, y) = \sum_{n=0}^{n_{\max}} \sum_{m=0}^{m_{\max}} A_{nm} Z_n^m(\rho, \theta) \quad [\text{III-14}]$$

avec  $A_{nm}$  le coefficient attribué à chaque polynôme.

L'analyseur de front d'onde nous donne les coefficients attribués aux 15 premiers polynômes de Zernike. Nous n'avons pas pris en considération les trois premiers polynômes de Zernike, qui correspondent respectivement à un piston, à une inclinaison (tilt) suivant x et à une inclinaison suivant y. L'amplitude *crête à crête*, mesurée en échelle de longueur d'onde et correspondant à chacun des autres polynômes, est répertoriée dans le tableau de la figure III.50. Ce tableau fait apparaître trois polynômes prépondérants, qui sont une défocalisation, un astigmatisme du 1<sup>er</sup> ordre et une aberration sphérique.

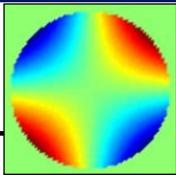
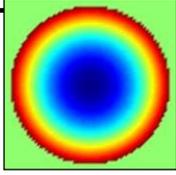
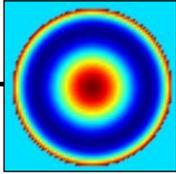
N°	n	m	Polynôme	$A_{nm}$	Amplitude	
4	1	1	Astigmatisme du 1 <sup>er</sup> ordre 0	-0,0868	$\lambda/36$	
<b>5</b>	<b>1</b>	<b>1</b>	<b>Astigmatisme du 1<sup>er</sup> ordre 45</b>	<b>-0,3472</b>	<b><math>\lambda/9</math></b>	
<b>6</b>	<b>2</b>	<b>0</b>	<b>Défocalisation</b>	<b>1,033</b>	<b><math>\lambda/3</math></b>	
7	3	3	Trifoil 0	0,1169	$\lambda/27$	
8	3	3	Trifoil 30	-0,0501	$\lambda/63$	
9	3	1	Coma X	0,1336	$\lambda/24$	
10	3	1	Coma Y	0,0668	$\lambda/47$	
11	4	2	Astigmatisme du 2 <sup>nd</sup> ordre 0	-0,0187	$\lambda/168$	
12	4	2	Astigmatisme du 2 <sup>nd</sup> ordre 45	-0,0934	$\lambda/34$	
<b>13</b>	<b>4</b>	<b>0</b>	<b>Aberration sphérique</b>	<b>-0,2377</b>	<b><math>\lambda/13</math></b>	
14	4	4	Tetrafoil 0	-0,0373	$\lambda/84$	
15	4	4	Tetrafoil 22,5	-0,056	$\lambda/56$	

Figure III.50 : Décomposition, sur la base des polynômes de Zernike, du front d'onde déformé par la charge thermique dans le barreau amplificateur

Le terme de défocalisation correspond à la lentille thermique due au gradient de température induit par le pompage dans le barreau dopé. La focale thermique correspondant à l'amplitude mesurée est de 5,8 m. Nous avons observé l'évolution de la vergence (inverse de la focale thermique) en fonction de la cadence de pompage et pour deux puissances de pompage, 3 kW et 4 kW (Figure III.51). La courbe obtenue indique une évolution linéaire de la vergence avec la cadence de pompage, et également une évolution linéaire de cette vergence avec la puissance de pompage. Ces résultats sont conformes aux équations développées par W. Koechner dans la référence [14], selon lesquelles la vergence thermique est proportionnelle à la puissance pompe moyenne. Cela montre que nos mesures sont cohérentes.

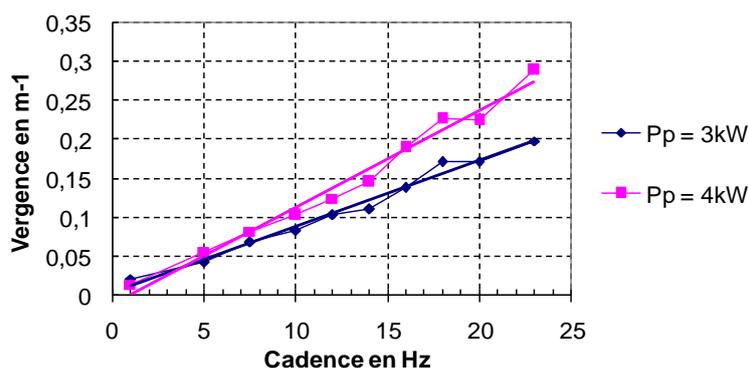


Figure III.51 : Evolution de la vergence ( $1/f$ ocale thermique) avec la cadence de pompage, pour deux puissances de pompage

Nous avons décomposé le profil de phase du faisceau aberrant sur la base des polynômes de Zernike (Equations III-12 à III-14), ceci afin de les intégrer dans le modèle développé et présenté dans le prochain paragraphe permettant de simuler des cavités lasers.

### III.3.2. INFLUENCE DES ABERRATIONS THERMIQUES

Nous avons également étudié l'influence d'aberrations thermiques sur la combinaison des faisceaux. Nous avons pour cela intégré dans le modèle numérique les aberrations thermiques mesurées précédemment sur les têtes lasers Cilas. Ces aberrations sont prises en compte dans les paramètres du milieu amplificateur modélisé. Dans un premier temps, sont modélisés les lasers élémentaires en présence de ces aberrations. La figure III.52 représente les faisceaux relevés au niveau des coupleurs de sortie des deux cavités élémentaires, de longueur respective 1 et 2 m, avec et sans prise en compte des aberrations thermiques. Elle fait ainsi apparaître la déformation du faisceau due à ces aberrations. La qualité spatiale du faisceau de sortie est en effet dégradée (Cavité de longueur 1 m :  $M^2_{1\text{sans aberration}} = 1,06$ ,  $M^2_{1\text{avec aberration}} = 1,22$  ; cavité de longueur 2 m :  $M^2_{2\text{sans aberration}} = 1,19$ ,  $M^2_{2\text{avec aberration}} = 1,58$ ). La puissance extraite de ces cavités indépendantes est de même légèrement plus faible lorsque les aberrations ont été prises en compte (Cavité de longueur 1m : 82,5 W au lieu de 85 W ; cavité de longueur 2m : 62,1 W au lieu de 63,3 W).

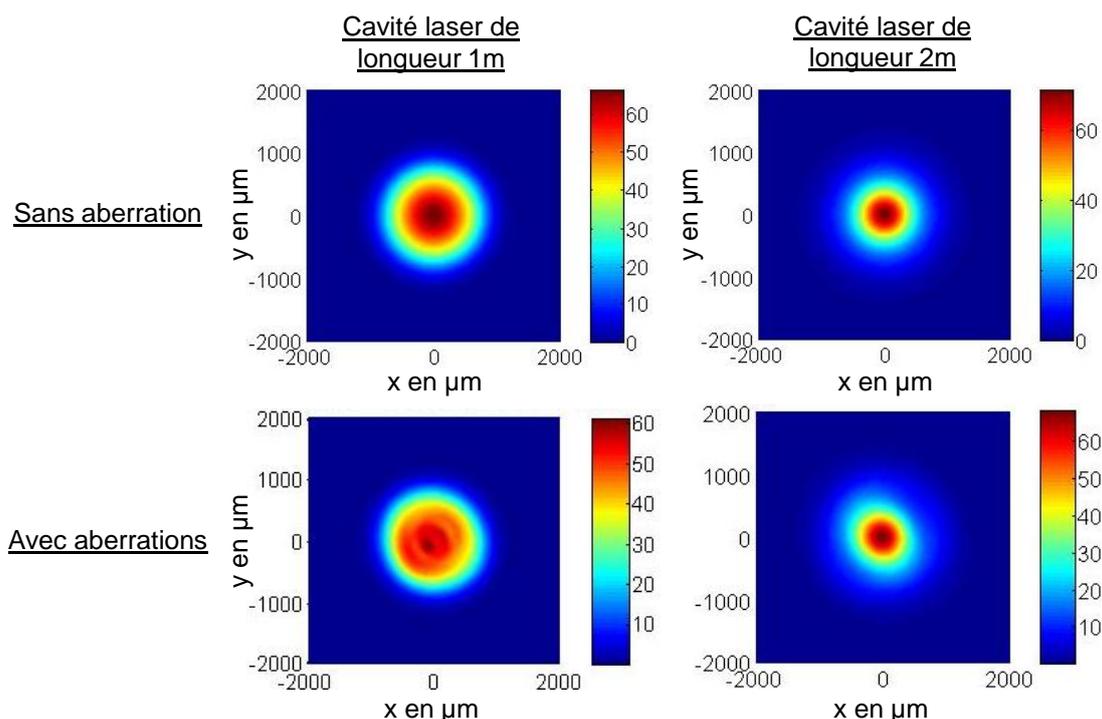


Figure III.52 : Faisceaux sur les coupleurs de sortie des cavités lasers avec ou sans prise en compte des aberrations thermiques

Nous avons couplé à nouveau deux lasers en prenant en compte ces aberrations thermiques. Plusieurs configurations ont été testées, le tableau représenté sur la figure III.53 répertorie ces configurations et les résultats obtenus. La première colonne correspond à deux cavités couplées, de longueurs 1 et 2 m, sans prise en compte des aberrations thermiques. Elle constitue ainsi le cas référence. Les mêmes aberrations ont ensuite été appliquées aux deux cavités couplées, les résultats sont alors présentés dans la deuxième colonne. Expérimentalement, les aberrations thermiques induites par le pompage dans le barreau dopé pourraient être légèrement différentes pour chaque milieu amplificateur pompé. Nous avons simulé ces différences en attribuant au déphasage induit par les aberrations un coefficient multiplicatif propre à chaque cavité élémentaire. Pour la cavité de longueur 1 m, nous avons multiplié chacun des coefficients  $A_{nm}$  de la relation III.14 par 0,8 alors que pour la cavité de longueur 2 m nous avons appliqué un coefficient multiplicatif de 1,2. Afin de ne pas perturber la stabilité de la cavité, nous avons toutefois conservé la valeur déterminée expérimentalement du coefficient  $A_{20}$  (Figure III.50) qui correspond à la focale thermique. Les résultats obtenus pour deux cavités couplées présentant des aberrations différentes sont présentés dans la dernière colonne du tableau de la figure III.53. Elle fait apparaître une très faible influence des aberrations thermiques sur la qualité de cophasage  $Q_{x,y}$ , le rendement énergétique, le pourcentage de fuites de ces cavités couplées ainsi que sur la figure d'interférences résultant de la superposition des faisceaux de sortie. La qualité spatiale des faisceaux de sortie est de

plus meilleure que celle calculée pour les faisceaux de sortie des cavités élémentaires en présence d'aberrations ( $M^2 = 1,18$  et  $1,29$  pour les faisceaux de sortie des cavités couplées en présence d'aberrations identiques sur les deux bras au lieu de  $1,22$  et  $1,58$  pour les faisceaux de sortie des cavités élémentaires). Cette amélioration de la qualité spatiale des faisceaux est due au fait que l'élément combineur utilisé comme filtre de fréquences temporelles joue aussi le rôle de filtre de fréquences spatiales. Les fonctions propres du laser interféromètre sont celles qui privilégient une intégrale de recouvrement la plus élevée possible sur le combineur pour assurer des pertes minimales sur la voie à fuites, ce qui peut conduire à une réduction de la divergence des faisceaux émis par rapport à celle des lasers élémentaires. Cette propriété particulière de la cavité interféromètre sera étudiée plus en détail dans le dernier paragraphe de ce chapitre.

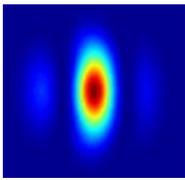
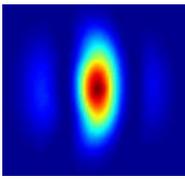
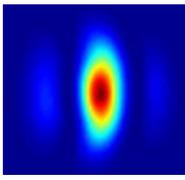
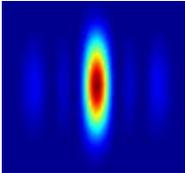
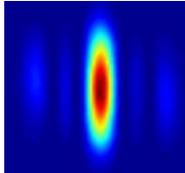
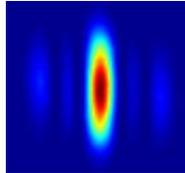
	Deux cavités couplées de longueurs différentes ( $L_1 = 1$ m et $L_2 = 2$ m)		
	sans aberration	mêmes aberrations dans les 2 cavités	$0,8 \cdot A_{nm}$ pour la cavité 1 et $1,2 \cdot A_{nm}$ pour la cavité 2, pour $n \neq 2$ et $m \neq 0$
<b>Qualité de cophasage <math>Q_{x,y}</math></b>	96,6%	95,7%	95,7%
<b>Rendement énergétique <math>\eta</math></b>	94,6%	94,7%	94,6%
<b>Pourcentage de fuites</b>	9,1%	9,4%	9,4%
<b>Qualité spatiale des faisceaux de sortie</b>	$M^2_1 = 1,08$ $M^2_2 = 1,15$	$M^2_1 = 1,18$ $M^2_2 = 1,29$	$M^2_1 = 1,14$ $M^2_2 = 1,31$
<b>Superposition des faisceaux de sortie</b>			

Figure III.53 : Tableau récapitulatif : deux lasers couplés avec prise en compte des aberrations thermiques

Nous avons effectué les mêmes simulations en prenant en compte trois cavités couplées dans une cavité interféromètre en présence d'aberrations thermiques, identiques ou non sur les trois bras (Figure III.54). Les résultats obtenus montrent également une très faible influence des aberrations thermiques sur la combinaison de ces lasers, le rendement calculé est en effet toujours excellent, tout au moins pour ces niveaux de pompage. La qualité spatiale des faisceaux de sortie est quant à elle du même ordre de grandeur que celle des faisceaux de sortie des cavités élémentaires.

<b>Trois cavités couplées</b> $L_1 = 1 \text{ m}$ $L_2 = 1,057 \text{ m}$ $L_3 = 1,144 \text{ m}$			
	sans aberration	mêmes aberrations dans les 3 cavités	$0,8 \cdot A_{nm}$ pour la cavité 1, $A_{nm}$ pour la cavité 2 et $1,2 \cdot A_{nm}$ pour la cavité 3, pour $n \neq 2$ et $m \neq 0$
<b>Qualité de cophasage <math>Q_{x,y}</math></b>	99,7%	90,8%	90,2%
<b>Rendement énergétique <math>\eta</math></b>	99,5%	99,5%	99,4%
<b>Pourcentage de fuite</b>	0,06%	0,16%	0,28%
<b>Qualité spatiale des faisceaux de sortie</b>	$M^2_1 = M^2_2 = M^2_3 = 1,03$	$M^2_1 = 1,29$ $M^2_2 = M^2_3 = 1,30$	$M^2_1 = 1,21$ $M^2_2 = 1,30$ $M^2_3 = 1,40$
<b>Superposition des faisceaux de sortie</b>			

*Figure III.54 : Tableau récapitulatif : trois lasers couplés avec prise en compte des aberrations thermiques*

Neuf cavités couplées en présence d'aberrations thermiques dans les milieux amplificateurs ont été modélisées. Un coefficient de pondération  $\varepsilon_i$  compris entre 0,8 et 1,2 est appliqué aux aberrations thermiques de chacune des neuf sous-cavités. Nous observons de nouveau une très faible influence de ces aberrations thermiques sur le bilan en puissance des cavités couplées, sur le pourcentage de fuite et la figure d'interférences résultant de la superposition des faisceaux de sortie (Figure III.55). La qualité spatiale des faisceaux de sortie est également semblable à celle des faisceaux de sortie des cavités élémentaires.

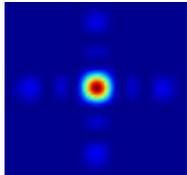
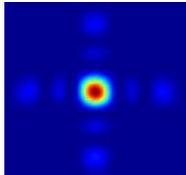
	Neuf cavités couplées Longueur des cavités comprise entre 1 et 2 m	
	sans aberration	$\varepsilon_i \cdot A_{nm}$ avec $\varepsilon_i$ pris aléatoirement pour chaque valeur de $i$ entre 0,8 et 1,2, $i$ étant le numéro de la cavité
Qualité de cophasage $Q_{x,y}$	94,3%	92,9%
Rendement énergétique $\eta$	97,4%	97,6%
Pourcentage de fuite	4%	4,7%
Qualité spatiale des faisceaux de sortie	$1,08 < M^2 < 1,19$	$1,21 < M^2 < 1,57$
Superposition des faisceaux de sortie		

Figure III.55 : Tableau récapitulatif : neuf lasers couplés avec prise en compte des aberrations thermiques

Les aberrations thermiques modélisées ont ainsi peu d'influence sur les propriétés des lasers couplés dans une cavité interféromètre. Nous avons alors augmenté sensiblement ces aberrations de façon linéaire et identique pour chacun des neuf bras des cavités couplées. Tout d'abord, comme expliqué auparavant, un coefficient  $\varepsilon_i$  différent pour les neuf bras et compris entre 0,8 et 1,2 est attribué aux aberrations thermiques. Ainsi, l'amplitude des aberrations pour chaque bras  $i$  du laser interféromètre est égale à  $A'_{nm,i} = \varepsilon_i \times A_{nm}$ . Puis, ces aberrations sont multipliées par un second coefficient  $K$  identique cette fois pour chaque bras et compris entre 0 et 4,5, l'amplitude des aberrations thermiques devient ainsi  $A''_{nm,i} = K \times A'_{nm,i}$ . Pour chaque valeur de ce coefficient  $K$ , la qualité spatiale des faisceaux de sortie des cavités élémentaires et couplées est déterminée. La figure III.56 représente la valeur moyenne et l'écart-type des  $M^2$  des faisceaux de sortie des cavités élémentaires et couplées. Cette courbe fait apparaître une légère amélioration de la qualité spatiale des faisceaux lorsque les cavités sont couplées. Cette amélioration est là encore apportée par le filtrage spatial réalisé par le combineur intra-cavité. Lorsque les aberrations thermiques dans les milieux amplificateurs sont 4,5 fois plus importantes que celles mesurées dans les barreaux de Nd:YAG pompés par une diode laser émettant 3 kW à 808 nm, le  $M^2$  moyen des faisceaux de sortie des cavités couplées atteint 4,4.

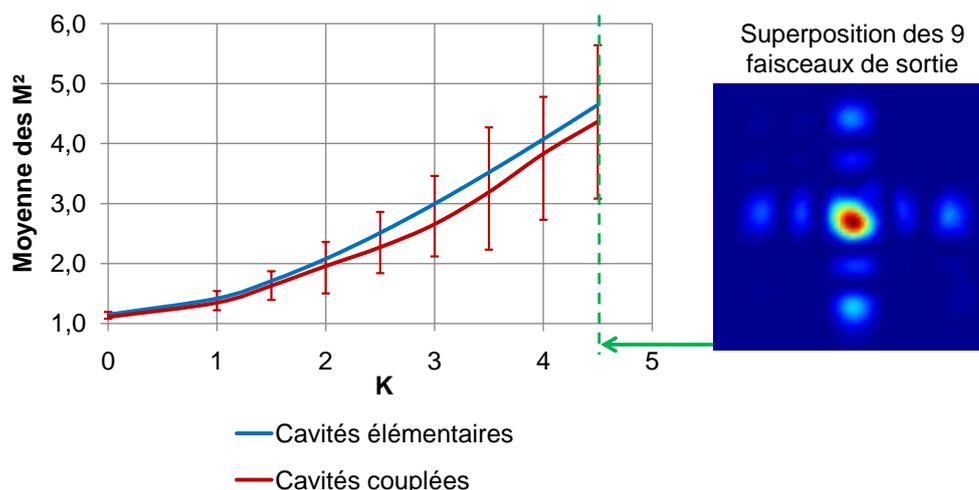


Figure III.56 : Evolution de la qualité spatiale des faisceaux de sortie en fonction de l'amplitude des aberrations

Deux rendements énergétiques sont également calculés, ils sont représentés sur la figure III.57. Le premier, en bleu, est défini comme le rapport entre la somme des puissances extraites des cavités couplées et la somme des puissances extraites des cavités élémentaires. Le second, en vert, correspond au rapport entre la somme des puissances extraites des cavités couplées en présence d'aberrations thermiques et la somme des puissances extraites des cavités couplées sans aberration. La première courbe montre un rapport entre les puissances extraites des cavités couplées et celles extraites des cavités élémentaires très bon, égal à 97,9%, et indépendant des aberrations. La puissance extraite des cavités couplées et élémentaires décroît néanmoins lorsque les aberrations augmentent.

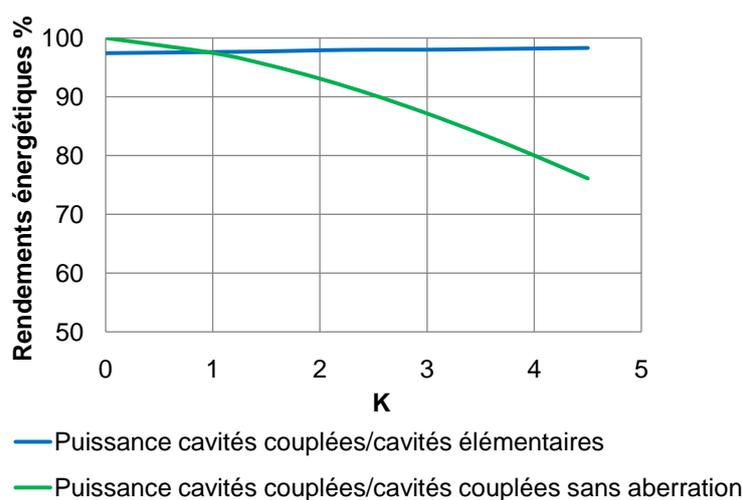


Figure III.57 : Evolution des rendements énergétiques en fonction des aberrations

L'évolution de la qualité de cophasage  $Q_{x,y}$  en fonction de l'amplitude des aberrations est de même observée (Figure III.58). Elle est égale à 0,94 dans le cas de neuf cavités couplées sans aberration. Elle atteint 0,76 avec le maximum d'aberrations considéré.

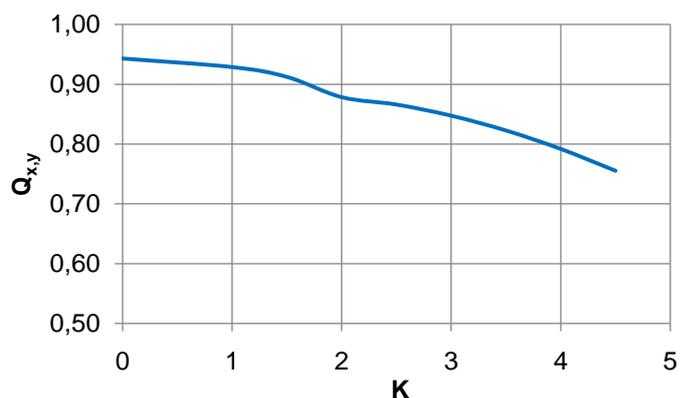


Figure III.58 : Evolution de  $Q_{x,y}$  en fonction des aberrations

Pour compléter cette étude, nous avons calculé la qualité de cophasage globale  $Q$  (Equation III-11). L'évolution de cette qualité de cophasage en fonction du coefficient  $K$  est tracée sur la figure III.59. Elle est égale à 0,75 dans le cas de neuf cavités couplées sans aberration, et atteint 0,60 avec le maximum d'aberrations considéré.

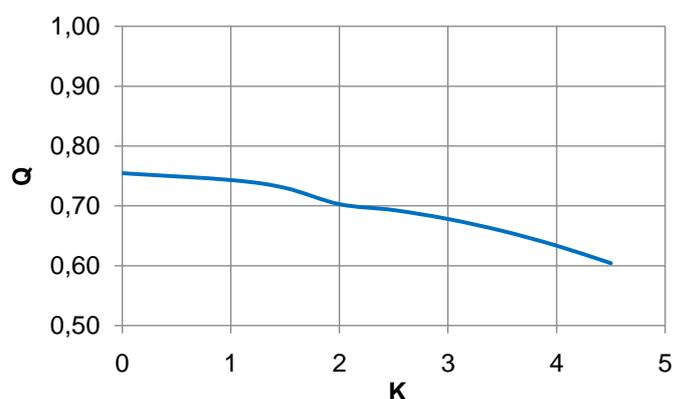


Figure III.59 : Evolution de  $Q$  en fonction des aberrations

### III.3.3. CONCLUSION

Grâce au modèle que nous avons développé, nous avons étudié l'influence d'aberrations thermiques dans les milieux amplificateurs sur la combinaison de lasers dans une cavité interféromètre. Les aberrations thermiques induites par le pompage dans le barreau de Nd:YAG considérées n'ont montré qu'une très faible influence sur les paramètres des cavités couplées. La combinaison de tels lasers est ainsi peu sensible aux aberrations thermiques lorsque celle-ci sont de l'ordre de grandeur de celle que nous avons mesurées sur les têtes lasers Cilas. Nous avons augmenté ces aberrations et caractérisé la réduction de la qualité spatiale des faisceaux de sortie, de la puissance extraite des cavités et de la qualité de cophasage en fonction de l'augmentation des aberrations. Le rapport entre la somme des puissances extraites des cavités couplées et la somme des puissances extraites des cavités

élémentaires est pour sa part insensible aux aberrations thermiques, car sensiblement constant quelles que soient ces aberrations.

## **IV. TRANSFERT DE QUALITE DE FAISCEAUX LASERS DANS UNE CAVITE INTERFEROMETRE**

Nous avons étudié le couplage de plusieurs lasers dans une cavité de type interféromètre de Michelson. Cette étude, présentée au début de ce chapitre, a montré l'efficacité de ce système couplé pour combiner des faisceaux spatialement unimodaux. Or, dans le cas d'une émission énergétique, il est probable que la qualité spatiale du faisceau de sortie d'un laser à milieu à gain cristallin soit affectée. Dans le paragraphe précédent, nous avons donc quantifié l'évolution de la qualité de cophasage d'une cavité interféromètre et sa dégradation en fonction des aberrations thermiques potentielles. Dans la suite de ce chapitre, nous décrivons numériquement et expérimentalement le couplage entre faisceaux à contenus modaux très différents. Cette étude a pour objectif d'évaluer la possibilité de transférer la bonne qualité spatiale d'un faisceau laser sur un autre dans un système de cavités couplées comme celui du laser interféromètre. Nous présentons donc la combinaison de deux lasers dont l'un des deux présente une émission spatialement multimodale et l'autre une émission unimodale.

### **IV.1. CAVITE ELEMENTAIRE A EMISSION MULTIMODALE**

Afin d'expérimenter le couplage entre faisceaux à contenus modaux différents, il nous faut réaliser une cavité laser émettant un faisceau spatialement multimodal. Pour cela, nous avons modifié les caractéristiques d'une des cavités élémentaires du laser interféromètre de Michelson utilisé précédemment. Nous avons diminué le rayon  $w_{0\text{multi}}$  du mode fondamental  $\text{TEM}_{00}$  de la nouvelle cavité, de façon à ce qu'il soit sensiblement inférieur à la section de la zone de gain du milieu amplificateur (zone de pompage). L'architecture de la nouvelle cavité est simple, de type plan concave (Figure III.60). Les cavités élémentaires utilisées jusqu'alors étaient refermées par deux miroirs plans, la focale thermique des milieux amplificateurs pompés assurant la stabilité optique de ces cavités (Figure III.6). Comme la section du mode fondamental devient inférieure à celle du gain dans cette nouvelle cavité, les modes d'ordre supérieur sont également amplifiés et cohabitent. On parle alors de cavité à nombre de Fresnel supérieur à 1.

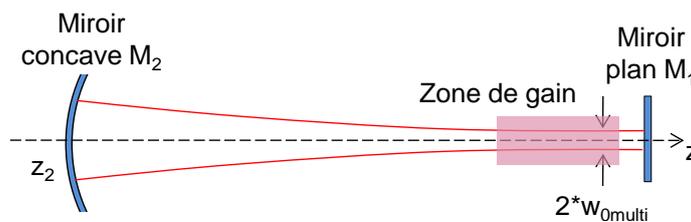


Figure III.60 : Schéma de principe de la cavité à émission multimodale

Nous choisissons un rayon  $w_{0multi}$  seulement trois fois inférieur à celui du mode existant dans la cavité initialement unimodale, soit  $w_{0multi} = 333 \mu m$ , de façon à ne pas avoir à gérer un trop grand nombre de modes. La longueur de Fresnel  $z_0$  correspondante est donc :

$$z_0 = \frac{\pi \cdot w_{0multi}^2}{\lambda} = 33 \text{ cm} \quad \text{[III-15]}$$

Pour stabiliser dans cette cavité un mode fondamental de rayon  $w_{0multi}$  pour une longueur  $z_2$  de la cavité égale à 1,15 m, longueur correspondant à celle des cavités précédemment utilisées, il est nécessaire que le miroir concave  $M_2$  soit de rayon de courbure  $R_2$  égal à :

$$R_2 = z_2 + \frac{z_0^2}{z_2} = 1,25 \text{ m} \quad \text{[III-16]}$$

Pour mettre en place cette cavité, il nous faut donc utiliser un miroir concave de rayon de courbure 1,25 m placé à 1,15 m du miroir plan.

N'ayant pas à disposition de miroir concave de ce rayon de courbure, nous l'avons remplacé par un couple lentille convergente/miroir plan. Nous déterminons tout d'abord les paramètres assurant l'équivalence entre ces deux systèmes optiques. Une lentille convergente de focale  $L$  est placée à la distance  $d$  d'un miroir plan  $M_3$  (Figure III.61). Les plans focaux objet et image de la lentille sont repérés par les foyers  $F$  et  $F'$ , et la position du miroir plan  $M_3$  par le point  $S$  sur l'axe optique  $z$ . Considérons un objet  $A$  imagé à travers ce système par trois éléments : la lentille  $L$  (objet  $A$ , image  $A'$ ), le miroir plan (objet  $A'$ , image  $A''$ ) et de nouveau la lentille  $L$  en sens inverse (objet  $A''$ , image  $A'''$ ). Afin de déterminer le miroir concave équivalent à ce système, nous cherchons la relation de conjugaison reliant  $A$  à  $A'''$ .

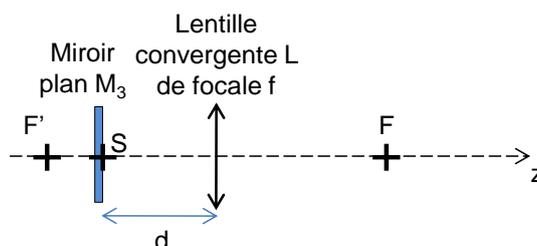


Figure III.61 : Association miroir plan/lentille convergente

Les relations de conjugaison correspondant à chacun des trois éléments sont :

$$\text{Lentille :} \quad \overline{F'A'} \cdot \overline{FA} = -f^2 \quad \text{[III-17]}$$

$$\text{Miroir plan :} \quad \overline{SA''} = -\overline{SA'} \quad \text{[III-18]}$$

$$\text{Soit :} \quad \overline{F'A''} = -\overline{F'A'} + 2(f - d) \quad \text{[III-19]}$$

$$\text{Lentille :} \quad \overline{FA'''} \cdot \overline{F'A''} = -f^2 \quad \text{[III-20]}$$

A partir des équations III-17, III-19 et III-20, est retrouvée la relation de conjugaison suivante :

$$\frac{1}{\overline{FA'''}} + \frac{1}{\overline{FA}} = \frac{2(f-d)}{-f^2} \quad \text{[III-21]}$$

L'équation III-21 correspond à la relation de conjugaison d'un miroir sphérique de centre de courbure F et de rayon de courbure  $\frac{f^2}{(f-d)}$ . L'association de la lentille de focale f et du miroir plan est donc équivalente à un miroir concave de rayon de courbure  $\frac{f^2}{(f-d)}$  et dont le centre de courbure est confondu avec le foyer F de la lentille.

Le rayon de courbure  $R_2$  calculé précédemment est de 1,25 m. D'après la relation  $R_2 = \frac{f^2}{(f-d)}$ , nous choisissons une lentille de focale f égale à 0,75 m et espacée d'une distance d égale à 0,3 m d'un miroir plan, en considérant le foyer F de la lentille L comme étant le centre du miroir concave équivalent.

Nous avons mis en place cette cavité, et nous considérons maintenant l'émission de ce laser multimodal (Figure III.62). Nous avons quantifié expérimentalement la qualité spatiale du faisceau issu de cette cavité : 5,5 fois la limite de diffraction selon l'axe des x ( $S_x = 5,5$ ) et 4,2 fois selon l'axe orthogonal y ( $S_y = 4,2$ ). Ce laser émet donc bien un faisceau à grand nombre de modes. Nous avons calculé la qualité spatiale globale S du faisceau, défini par la relation suivante :

$$S = \sqrt{S_x^2 \times S_y^2} \quad \text{[III-22]}$$

Le faisceau issu de cette cavité multimodale a ainsi une qualité spatiale S égale à 4,8.

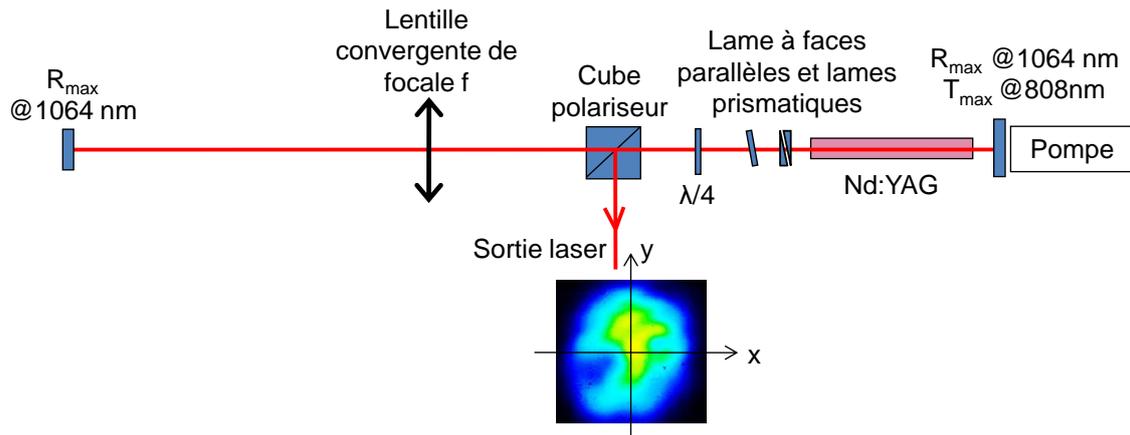


Figure III.62 : Schéma expérimental de la cavité à émission multimodale

#### **IV.2. LASER INTERFEROMETRE DE MICHELSON : INFLUENCE DE LA DIFFERENCE DE CONTENU MODAL ENTRE LES DEUX LASERS ELEMENTAIRES SUR L'EFFICACITE DE COMBINAISON**

Nous avons mis en place également un second laser à émission unimodale refermé par deux miroirs plans, tel qu'utilisé dans le début du chapitre. Ce laser délivre une énergie de l'ordre de 27 mJ identique à celle produite par le laser multimodal élémentaire. Après avoir vérifié que le faisceau de sortie de ce laser présentait une bonne qualité spatiale ( $S = 1,3$ ), nous avons couplé ces deux lasers dans une cavité interféromètre (Figure III.63). Il est important lors de la conception du système couplé de maximiser le recouvrement des faisceaux, issus des deux bras amplificateurs, sur l'élément combineur (séparatrice 50/50). Cet ajustement est effectué grâce aux lames à faces parallèles et aux lames prismatiques.

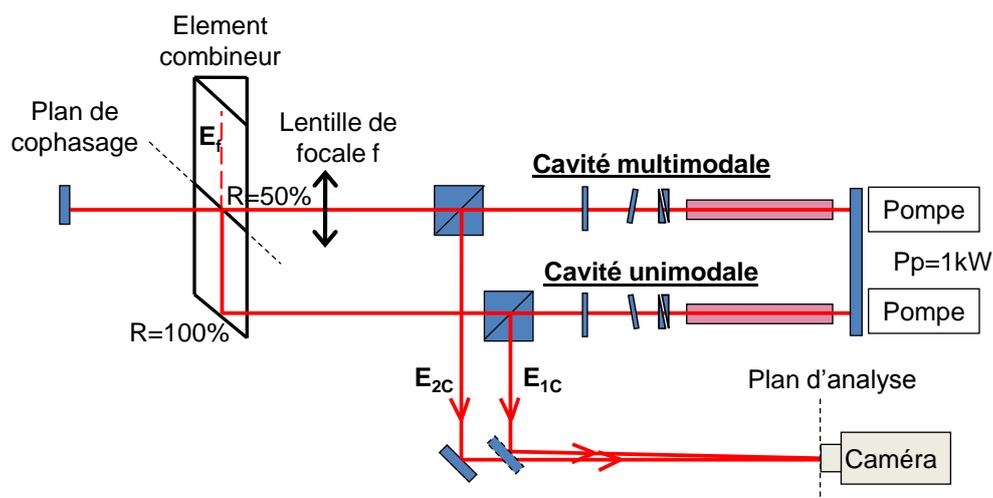


Figure III.63 : Schéma expérimental du laser à émission multimodale couplé à un laser à émission unimodale dans une cavité interféromètre

Nous avons mesuré la qualité spatiale des faisceaux de sortie de ces deux cavités couplées. Nous avons également établi un bilan énergétique de ces cavités couplées. Le rendement énergétique  $\gamma$  mesuré, correspond au rapport entre l'énergie extraite de la cavité multimodale lorsque les cavités sont couplées et l'énergie extraite de la cavité multimodale élémentaire. Ce rendement permet de quantifier l'efficacité du transfert des différents modes initialement portés par le faisceau de la cavité multimodale élémentaire vers ceux provenant de la même cavité mais en système couplé. A ce rendement, nous avons ajouté un autre indicateur qui est le gain en brillance  $\Gamma$  sur l'émission de la cavité multimodale lorsque celle-ci devient une voie du laser interféromètre. Ce dernier paramètre est calculé comme le rapport des étendues géométriques des faisceaux émis, multiplié par le rapport des énergies extraites :

$$\Gamma = \frac{S_{nc}\Omega_{nc}}{S_c\Omega_c} \times \frac{E_c}{E_{nc}} \quad \text{[III-23]}$$

avec  $S_i$  aire du faisceau émis par la cavité multimodale ( $i = c$  : cavités couplées,  $i = nc$  : cavité non-couplée),  $\Omega_i$  angle solide d'émission,  $E_i$  énergie émise.

Nous avons également vérifié la cohérence entre les deux faisceaux de sortie en analysant la figure d'interférences associée hors cavité et en calculant la qualité de cophasage  $Q$ , ceci afin de nous assurer que la modification du contenu modal du faisceau émis par la cavité est bien due au couplage entre les cavités.

L'ensemble des résultats est répertorié dans le tableau de la figure III.65. Les données de la première ligne de ce tableau ont été obtenues avec la lentille de focale 75 cm. Pour ce premier cas, nous observons un nettoyage du faisceau multimodal lorsque les deux cavités sont couplées. Le faisceau initialement multimodal ( $S = 4,8$ ), devient unimodal avec une bonne qualité spatiale ( $S = 1,3$ ). Cependant le rendement énergétique obtenu est faible, égal à 39%, ce qui induit un gain en brillance peu important, de 1,44. De plus, la figure d'interférences entre les deux faisceaux émis n'est pas contrastée, indiquant que les deux lasers ne sont pas cohérents entre eux. Le couplage entre les deux émissions n'est donc pas efficace. Cela peut provenir des fortes pertes subies par les deux faisceaux, liées à une différence de contenu modal trop importante dans la zone de superposition intra-cavité (séparatrice 50/50) (Figure III.64).

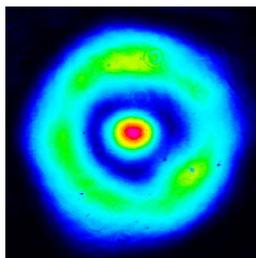


Figure III.64 : Faisceau observé sur la voie à fuites de l'élément combineur

Le gain faible des milieux amplificateurs n'arrive plus à compenser les pertes subies par les modes d'ordre élevés qui n'existent que trop près du seuil laser dans la cavité élémentaire seule. En insérant un obstacle dans la cavité unimodale, la cavité multimodale dans le système couplé produit également un faisceau quasi-unimodal confirmant cette analyse. Aussi, nous avons expérimenté le laser interféromètre avec une cavité multimodale à plus faible nombre de modes comme le montre le tableau suivant.

	<u>Cavités élémentaires</u>	<u>Cavités couplées</u>			
	Qualité spatiale des faisceaux de sortie S	Qualité spatiale des faisceaux de sortie S	Rendement énergétique $\gamma$	Gain en brillance $\Gamma$	Qualité de cophasage Q
Laser multimodal 1	4,8	1,3	39%	1,44	
Laser unimodal	1,3	1,4			
Laser multimodal 2	4,1	1,2	51%	1,74	64%
Laser unimodal	1,3	1,5			
Laser multimodal 3	2,9	1,1	62%	1,63	85%
Laser unimodal	1,3	1,2			
Laser unimodal	1,3	1,3	75%	0,75	89%
Laser unimodal	1,3	1,3			

Figure III.65 : Influence de la qualité spatiale des faisceaux élémentaires sur la combinaison de ces faisceaux

Nous avons donc modifié la cavité élémentaire multimodale en utilisant une lentille de plus grande focale de façon à diminuer le nombre de Fresnel de cette cavité. Deux cavités multimodales supplémentaires avec des paramètres différents ont été expérimentées (cavité multimodale 2 : lentille utilisée de focale 1 m, cavité multimodale 3 : lentille utilisée de focale 2 m ; Figure III.65). Les résultats apparaissant sur les dernières lignes de la figure III.65 correspondent au couplage de deux lasers à émission unimodale dans une cavité interféromètre. Ils constituent ainsi une référence, pour les autres résultats présentés, en termes de rendement énergétique et de qualité de cophasage.

Ce tableau synthétique appelle plusieurs commentaires :

- Dans tous les cas, un nettoyage du faisceau multimodal par le faisceau unimodal est observé (voir la colonne correspondant à la « qualité spatiale des faisceaux de sortie »). Par exemple, la figure III.66 représente les faisceaux de sortie des cavités, non-couplées puis couplées, lors de l'utilisation de la cavité multimodale 3. Le faisceau émis par cette cavité multimodale subit une réduction de divergence d'un facteur 3 par couplage avec le faisceau de la cavité unimodale.
- Le rendement énergétique  $\gamma$  décroît avec le nombre de modes supportés par la cavité multimodale. Le gain en brillance calculé, induit par le transfert de qualité spatiale du faisceau émis en cavités couplées, est quant à lui maximal lors de l'utilisation de la cavité multimodale 2 (cavité non couplée :  $S = 4,1$  ; cavité couplée :  $S = 1,2$  et  $\gamma = 51\%$ ). Un bon gain en brillance résulte ainsi d'une forte amélioration de la qualité spatiale du faisceau et d'un bon rendement énergétique  $\gamma$ .
- Enfin, ce transfert de qualité observé est à mettre en perspective avec l'indicateur de cohérence des rayonnements émis (qualité de cophasage) qui quantifie d'une certaine façon le rôle du processus de couplage dans ce « nettoyage » de faisceau multimodal. Ce paramètre diminue sensiblement avec le nombre de modes en jeu.

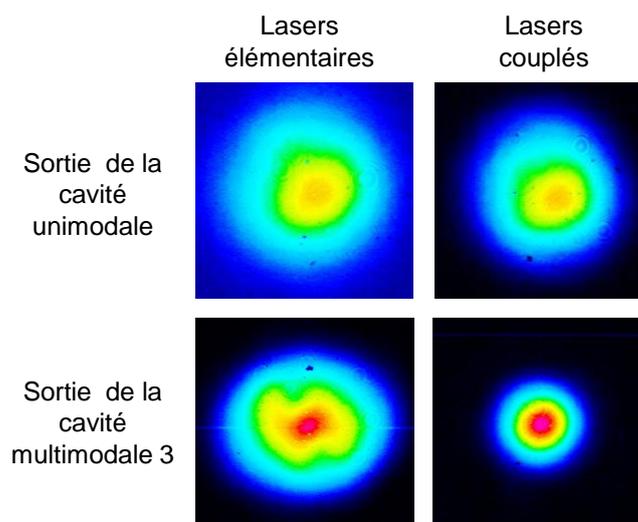


Figure III.66 : Faisceaux observés dans le plan de sortie des lasers élémentaires puis des lasers couplés

Nous pouvons conclure qu'un système de cavités couplées peut réduire significativement le nombre de modes émis par un laser intrinsèquement multimodal. Ce transfert de qualité spatiale s'accompagne bien sûr de pertes mais qui n'empêchent pas d'obtenir un gain en brillance. Il est également à noter que le rendement énergétique mesuré décroît assez rapidement à cause du faible gain des lasers utilisés. Ce rendement devrait être plus élevé avec des systèmes amplificateurs possédant des gains plus élevés.

### **IV.3. INFLUENCE DU DESEQUILIBRE ENERGETIQUE ENTRE LES LASERS A EMISSION UNIMODALE ET A EMISSION MULTIMODALE**

Le transfert de qualité spatiale d'un faisceau unimodal vers un autre multimodal est essentiellement avantageux dans le cas où l'on souhaite améliorer une émission multimodale puissante. Dans ce cas, il existe nécessairement une différence en puissance entre ces deux faisceaux. C'est pourquoi nous avons réalisé une étude sur l'amélioration spatiale du faisceau multimodal en fonction de l'écart en énergie entre l'émission unimodale et celle multimodale. Dans le paragraphe précédent, les lasers élémentaires unimodaux et multimodaux produisaient des niveaux d'énergie identiques ( $\approx 27$  mJ par impulsion). Dans ce paragraphe, les conditions expérimentales sont les mêmes que précédemment (étude réalisée avec la cavité multimodale 3) à ceci près que nous avons atténué l'énergie émise par le laser à émission unimodale, en introduisant des pertes intra-cavité sous la forme de lames à faces parallèles non-traitées antireflets (Figure III.67). Une énergie jusqu'à 4,6 fois puis 11,4 fois inférieure à celle du laser à émission multimodale est imposée avec cette architecture, soit 2,4 mJ par impulsion

dans le dernier cas de figure. Quelle que soit l'atténuation imposée, le faisceau de sortie de la cavité unimodale reste de bonne qualité spatiale ( $S \approx 1,3$ ).

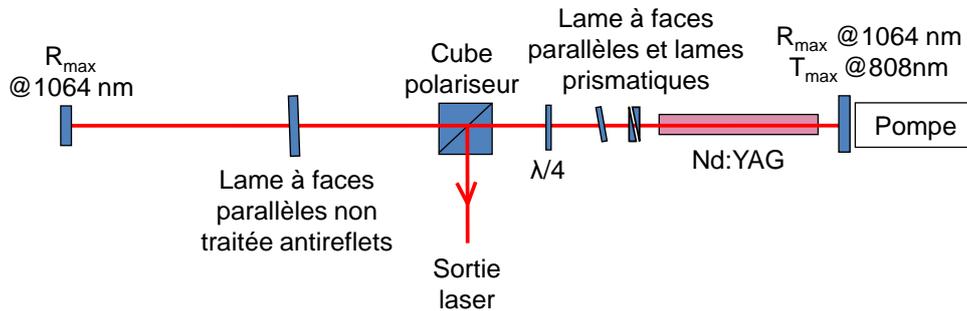


Figure III.67 : Schéma expérimental de la cavité à émission unimodale dans laquelle sont introduites des pertes

Cette cavité à émission unimodale faiblement énergétique est alors couplée à la cavité à émission multimodale 3. Nous avons rassemblé les résultats obtenus dans le tableau de la figure III.68. Nous remarquons que le rendement énergétique  $\gamma$  diminue lorsque le rapport entre l'énergie émise par le laser multimodal et celle émise par le laser unimodal augmente ( $\gamma = 47\%$  pour un rapport de 11 entre les énergies des deux lasers élémentaires). Néanmoins, le nettoyage du faisceau multimodal par le faisceau unimodal est efficace dans chacun des cas expérimentés. En effet, en sortie des cavités couplées, le faisceau initialement multimodal présente maintenant une bonne qualité spatiale ( $S = 1,2$  pour un rapport de 11 entre les énergies des deux lasers élémentaires). La mise en forme du faisceau multimodal par couplage dans une cavité interféromètre à un faisceau unimodal semble peu sensible aux caractéristiques énergétiques de la cavité unimodale. Le gain en brillance diminue cependant lorsque le déséquilibre des énergies des deux lasers élémentaires s'accroît.

	<u>Cavités élémentaires</u>		<u>Cavités couplées</u>		
	Qualité spatiale des faisceaux de sortie S	Rapport des énergies	Qualité spatiale des faisceaux de sortie S	Rendement énergétique $\gamma$	Gain en brillance $\Gamma$
Laser unimodal	1,3	1	1,2	62%	1,63
Laser multimodal	2,9		1,1		
Laser unimodal	1,1	4,6	1,5	52%	1,37
Laser multimodal	2,9		1,1		
Laser unimodal	1,3	11,4	1,7	47%	1,14
Laser multimodal	2,9		1,2		

Figure III.68 : Influence du rapport entre l'énergie du laser multimodal et celle du laser unimodal sur le faisceau émis par la cavité multimodale

#### IV.4. CONCLUSION

Nous avons montré expérimentalement que la combinaison de lasers dans une cavité interféromètre est efficace également lorsque les qualités spatiales des faisceaux élémentaires sont différentes. En effet, une qualité de cophasage élevée et un bon rendement énergétique ont été mesurés lors du couplage d'une cavité à émission unimodale ( $S = 1,3$ ) à une cavité à émission multimodale ( $S = 2,9$ ). Les résultats obtenus suggèrent de plus un transfert des qualités spatiales du faisceau unimodal au faisceau multimodal grâce au couplage dans la cavité interféromètre. En sortie des cavités couplées, le faisceau initialement multimodal présente en effet une bonne qualité spatiale ( $S = 1,1$ ). Ce nettoyage du faisceau multimodal est efficace également lorsque l'énergie transportée par le faisceau unimodal est faible. Il a été validé avec un rapport de 11 entre les énergies émises par les deux cavités.

## CONCLUSION

Nous avons étudié au cours de ce chapitre une seconde technique de combinaison de lasers par voie passive. Le couplage de ces lasers est réalisé par un interféromètre intégré dans la cavité. Les émissions multiples, superposées en champ lointain hors cavité, sont prélevées après amplification, au milieu de la cavité, pour préserver des flux intenses la voie commune de l'interféromètre. L'étude expérimentale de deux lasers couplés dans une cavité interféromètre de type Michelson a tout d'abord montré l'efficacité de cette méthode de combinaison. Nous avons ensuite étendu l'architecture étudiée à un nombre plus important d'émetteurs. Afin d'atteindre une efficacité de combinaison élevée lors du couplage d'un grand nombre de lasers élémentaires, deux configurations ont été envisagées. La première consiste à imposer une différence de chemin optique entre lasers adjacents identique pour tous les couples de lasers de la cavité interféromètre. Théoriquement, l'efficacité de combinaison est maximale, égale à l'unité, quel que soit le nombre de lasers élémentaires. Cette configuration impose cependant d'ajuster les longueurs de bras à la fraction de longueur d'onde près. La réalisation expérimentale de trois lasers couplés avec un incrément de longueur périodique entre chaque cavité élémentaire a montré des lasers couplés efficacement. En effet, une qualité de cophasage de 80% a été obtenue. Néanmoins, d'après les résultats donnés par le modèle numérique que nous avons développé, cette configuration est très sensible à de petites fluctuations de longueurs de bras. Elle ne paraît donc pas robuste et appropriée pour une situation pratique avec la montée en énergie des lasers couplés. Dans la seconde configuration, l'incrément de longueur entre chaque bras est aperiodique. Les longueurs de bras sont choisies suffisamment différentes de façon à maintenir plusieurs modes longitudinaux communs aux différentes cavités dans la bande de gain des milieux amplificateurs, quelles que soient les fluctuations de chemins optiques dans le temps. La réalisation expérimentale de cette configuration a également montré des lasers couplés efficacement, avec notamment une qualité de cophasage de 80%. De plus, elle est très peu sensible aux fluctuations de longueurs de bras. La même configuration expérimentée en régime de fonctionnement déclenché a de même montré de bons résultats, notamment en termes de rendement énergétique. Cette configuration semble donc adaptée à la montée en énergie des lasers couplés. C'est pourquoi nous avons étendu numériquement cette architecture pour neuf lasers couplés, en prenant en compte les caractéristiques spectrales de l'émission. Un bon compromis entre différence de longueur de cavité et qualité de cophasage

élevée nous a conduits à choisir des longueurs de cavités élémentaires comprises entre 1 et 2 m. La loi d'évolution de ces longueurs de cavités n'a pas d'incidence sur les caractéristiques des lasers couplés.

Nous avons ensuite développé un nouveau modèle afin de prendre en compte les caractéristiques spatiales de l'émission. En effet, la disparité des longueurs de cavités dans le cas de neuf lasers couplés fait que les champs émis peuvent avoir des répartitions transverses différentes. Nous avons ainsi étudié l'influence de ces répartitions spatiales différentes sur les performances du laser interféromètre. Les paramètres des milieux amplificateurs ainsi que la géométrie des cavités sont prises en compte dans ce modèle. Le peu d'influence sur la combinaison de lasers de la disparité des modes transverses due aux longueurs de bras différentes a été illustrée grâce à ce modèle. Nous avons en effet obtenu numériquement une qualité de cophasage ainsi qu'un rendement énergétique élevés. La montée en énergie des lasers pouvant également influencer les propriétés spatiales de l'émission, nous avons ensuite étudié l'influence d'aberrations thermiques induites par le pompage dans les barreaux dopés sur la combinaison de lasers. Les aberrations engendrées par le pompage dans les barreaux de Nd:YAG utilisés par Cilas ont pour cela été mesurées, puis intégrées au modèle développé. Les calculs font ressortir que la combinaison est peu affectée par les aberrations thermiques dans de telles conditions de pompage de quelques kilowatts et pour des cadences d'une dizaine de Hertz. La qualité spatiale des faisceaux de sortie des cavités couplées en présence d'aberrations thermiques est semblable à celle des faisceaux de sortie des cavités élémentaires. Cependant, en accentuant artificiellement les aberrations thermiques (multiplication par quatre), le modèle fait apparaître une diminution de la puissance extraite des cavités et de la qualité de cophasage des lasers couplés d'environ 20%. Le rendement énergétique reste inchangé. La qualité spatiale des faisceaux de sortie des cavités couplées est quant à elle légèrement meilleure à celle des faisceaux de sortie des cavités élémentaires.

Enfin, afin d'évaluer la possibilité de transfert de la qualité spatiale d'un faisceau laser sur un autre dans un système de lasers couplés dans une cavité interféromètre, la combinaison de deux lasers dont l'un des deux présente une émission spatialement multimodale et l'autre une émission unimodale a été réalisée expérimentalement. Nous avons pour cela augmenté le nombre de Fresnel d'une cavité en insérant dans celle-ci une lentille convergente, qui associée à un miroir plan équivaut à un miroir sphérique. Nous avons obtenu en couplant ce laser multimodal ( $S = 2,9$ ) à un laser unimodal ( $S = 1,3$ ) une qualité de cophasage de 85% et un rendement énergétique de 62%. Ces résultats indiquent des lasers couplés efficacement. Nous

avons également observé une amélioration de la qualité spatiale du faisceau initialement multimodal ( $S = 1,1$ ). La combinaison de ces deux lasers a ainsi permis de transférer les qualités spatiales du faisceau unimodal au faisceau multimodal, et ainsi d'augmenter la brillance du faisceau multimodal (gain en brillance de 1,63). Le nettoyage du faisceau multimodal par le faisceau unimodal est efficace également lorsque le laser à émission unimodale est faiblement énergétique. Nous avons en effet observé la nette amélioration de la qualité spatiale du faisceau multimodal pour un rapport de 11 entre l'énergie du laser multimodal et l'énergie du laser unimodal.

## **REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1] D. Sabourdy, "Contribution au contrôle cohérent des rayonnements lasers : émission d'un faisceau homogène dans un laser de large section, combinaison de puissance dans des cavités ramifiées : application aux lasers fibrés," Université de Limoges Thèse de doctorat, 2003.
- [2] J. Lhermite, "Auto-synchronisation et combinaison cohérente de lasers à fibre," Université de Limoges Thèse de doctorat, 2008.
- [3] M. Nixon, E. Ronen, M. Fridman, A. A. Friesem, and N. Davidson, "Phase Locking Thousands of Laser," in *Advanced Solid-State Photonics, AMB5*, Istanbul, 2011.
- [4] L. Shimshi, A. A. Ishaaya, N. Davidson, and A. A. Friesem, "Upscaling coherent addition of laser distributions," *Optics Communications*, vol. 275, pp. 389-393, 2007.
- [5] A. Shirakawa, K. Matsuo, and K. Ueda, "Power summation and bandwidth narrowing in coherently-coupled fiber laser array," in *Conference on Laser and Electro-Optics, CThGG2*, San Francisco, 2004.
- [6] W. Chang, T. Wu, H. G. Winful, and A. Galvanauskas, "Array size scalability of passively coherently phased fiber laser arrays," *Optics Express*, vol. 18, no. 9, pp. 9634-9642, 2010.
- [7] D. Kouznetsov, J.-F. Bisson, A. Shirakawa, and K. Ueda, "Limits of coherent addition of lasers: simple estimate," *Optical Review*, vol. 12, no. 6, pp. 445-447, 2005.
- [8] J. E. Rothenberg, "Passive coherent phasing of fiber laser arrays," *Proc. SPIE 6873*, pp. 687315-1-687315-9, 2008.
- [9] A. E. Siegman, "Resonant modes of linearly coupled multiple fiber laser structures," Stanford University, 2004.
- [10] J. Guillot, "Laser à fibres auto-organisé à faisceaux multiples couplés ," Université de Limoges Thèse de doctorat, 2011.

- [11] A. E. Siegman, "New developments in laser resonators," *Proc. SPIE*, vol. 1224, pp. 2-14, 1990.
- [12] J. Alda, "Laser and gaussian beam propagation and transformation," in *Encyclopedia of Optical Engineering*, M. Dekker, Ed. 2003, pp. 999-1013.
- [13] J. Y. Wang and D. E. Silva, "Wave-front interpretation with Zernike polynomials," *Applied Optics*, vol. 19, no. 9, pp. 1510-1518, 1980.
- [14] W. Koechner and M. Bass, *Solid state lasers: a graduate text*. United States of America: Springer-Verlag New York Inc., 2003.



## **CONCLUSION GENERALE**



Les applications pour lesquelles sont destinés ces travaux de thèse nécessitent la réalisation d'une source laser inédite émettant des impulsions courtes et très énergétiques tout en conservant un faisceau émis de bonne qualité spatiale. La combinaison cohérente de lasers apparaît comme une voie possible pour la réalisation d'une telle source car elle permet de repousser les limites des lasers à milieu amplificateur unique. Des niveaux d'énergie élevés peuvent en effet être atteints tout en bénéficiant de la qualité spatiale des faisceaux élémentaires. Ces raisons m'ont conduite à explorer le potentiel des architectures lasers produisant un réseau cohérent de faisceaux pour le régime pulsé de haute énergie. J'ai tout d'abord rappelé dans ce mémoire les différentes méthodes de combinaison de lasers. Puis nous avons étudié plus particulièrement deux méthodes de combinaison cohérente de lasers par voie passive. La configuration passive est attrayante du fait de sa simplicité de mise en œuvre en comparaison avec les méthodes actives qui demandent des ensembles de diagnostics et d'asservissement électro-optiques. Il faut également relever que les systèmes asservis paraissent très délicats à exploiter dans le cadre de sources nanosecondes basse cadence de très haute énergie. L'amplification d'impulsions nanosecondes énergétiques est en effet susceptible d'introduire des distorsions de phase aux mêmes échelles de temps par effet Kramers-Kronig, ce qui les rend difficilement maîtrisables. Les configurations passives explorées utilisent les propriétés d'auto-organisation des lasers. Avec des paramètres adaptés, de tels systèmes lasers restent robustes vis-à-vis des perturbations en dépit de l'absence de régulation électronique. Parmi toutes les architectures possibles, mon choix s'est porté sur deux cavités à sorties multiples, qui évitent qu'un élément intra-cavité n'ait à supporter la totalité de l'énergie résultant de la superposition de tous les faisceaux pour des raisons de tenue aux flux.

La première configuration étudiée repose sur la méthode de combinaison par injection mutuelle. Elle consiste à prélever intra-cavité une partie du rayonnement issu d'un laser et à l'injecter dans la cavité du laser voisin, et réciproquement. La mise en œuvre de cette méthode avec trois lasers à milieu amplificateur cristallin fonctionnant en régime relaxé m'a permis de démontrer le régime couplé attendu avec une qualité de cophasage élevée. Les propriétés spectrales calculées et observées attestent de la compatibilité de cette architecture avec un régime de fonctionnement pulsé court. Néanmoins, j'ai établi pour la première fois que les différents rayonnements se mettent en phase avec, comme plans de référence, les coupleurs

utilisés pour l'injection. La conséquence est qu'il a été nécessaire d'ajuster extra-cavité le retard des faisceaux de sortie afin d'obtenir leur sommation cohérente. Ce retard dépend des longueurs des différentes sous-cavités du système. J'ai construit un modèle numérique permettant de le prédire.

Dans une configuration de lasers couplés par technique passive, les fréquences d'oscillation correspondent aux congruences modales des différentes sous-cavités. Vis-à-vis des autres architectures de combinaison par auto-structuration, les lasers mutuellement injectés se caractérisent par un nombre de sous-cavités  $(2.N-1)$  supérieur au nombre  $N$  de lasers élémentaires. Cette particularité conduit en général à une raréfaction rapide des congruences modales avec l'augmentation du nombre de lasers, ce qui amène une diminution de l'efficacité de combinaison. Pour cette raison, la méthode de combinaison par injection mutuelle ne me semble pas la plus favorable à la montée en nombre des lasers couplés.

La seconde configuration étudiée pour la combinaison de lasers a été celle exploitant une cavité interféromètre de type Michelson. Elle consiste à coupler plusieurs cavités lasers au moyen d'élément(s) combineur(s) de manière à ce qu'elles partagent toutes un même bras commun. Les différents émetteurs ajustent alors leur phase relative de façon à minimiser les pertes intra-cavité, en maximisant l'énergie sur la voie commune du système. De manière originale, dans la géométrie considérée, l'énergie a été extraite de la cavité interféromètre avant l'étape de combinaison, au moyen d'un cube polariseur associé à une lame quart d'onde. De cette façon, aucun élément intra-cavité n'a à supporter la forte densité de puissance résultant de la superposition de tous les faisceaux. Deux situations pratiques ont été examinées. Nous utilisons des lasers à milieu amplificateurs distincts, de ce fait la configuration multi-émetteurs pour laquelle les longueurs des cavités élémentaires sont strictement identiques et stables est exclue car inconcevable. Dans chacune des situations étudiées, les longueurs des cavités élémentaires sont donc choisies différentes. L'incrément de longueur entre chaque cavité élémentaire peut par exemple être périodique. Une qualité de cophasage élevée, de 80%, a été mesurée avec une telle architecture, avec trois lasers à milieu amplificateur cristallin fonctionnant en régime relaxé. Néanmoins, d'après les résultats numériques obtenus avec trois puis neuf lasers couplés, cette configuration montre une forte sensibilité aux fluctuations (sub longueur d'onde) de longueur de bras. Elle n'apparaît donc pas suffisamment robuste pour une utilisation pratique surtout dans le contexte de la montée en énergie des lasers couplés.

L'incrément de longueur peut également être choisi aperiodique entre chaque bras de la cavité interféromètre. La différence d'incrément de longueur doit cependant permettre, indépendamment des fluctuations de longueurs de bras, l'existence de modes longitudinaux communs aux différentes sous-cavités dans la bande de gain des milieux amplificateurs, ceci de façon à garantir une émission en énergie stable. Avec cette configuration, une qualité de cophasage de 80% a également été obtenue avec trois lasers couplés fonctionnant en régime relaxé puis en régime déclenché. Un rendement énergétique de 90% a été mesuré vis-à-vis des lasers individuels. Cette configuration a pour avantage d'être insensible à des fluctuations de longueurs de bras de plusieurs longueurs d'onde. Nous avons ensuite conçu l'architecture optimale permettant de coupler neuf lasers dans une telle configuration. Les résultats numériques, prenant en compte les caractéristiques spectrales de l'émission, indiquent une qualité de cophasage de 80% pour des cavités de longueur comprise entre 1 et 2 m.

La disparité des longueurs de cavités pouvant induire des répartitions transverses différentes, nous avons pris en compte les caractéristiques spatiales de l'émission grâce à un nouveau modèle numérique. Il m'a permis de montrer que, pour le jeu de paramètres considéré, les structures spatiales dues aux différentes longueurs de bras n'ont que peu d'influence sur la qualité de cophasage, qui a été évaluée à 75% en prenant en compte les propriétés spectrales et spatiales de l'émission. D'autres mécanismes peuvent être responsables d'une dégradation de l'efficacité de combinaison, comme les aberrations thermiques induites par le pompage dans les barreaux dopés. Les aberrations thermiques mesurées dans les barreaux de Nd:YAG utilisés n'ont montré également que peu d'influence sur la qualité de cophasage et sur le rendement énergétique. Nous avons alors caractérisé les performances des lasers couplés avec l'augmentation de ces aberrations. Des aberrations 4 fois plus importantes que celles mesurées dans les barreaux utilisés ont montré une influence notable sur la puissance extraite des cavités et la qualité de cophasage des lasers couplés (diminution de 20%).

Les lasers solides de puissances les plus élevées sont souvent spatialement multimodaux. Aussi, dans une dernière partie, j'ai cherché à évaluer dans quelle mesure les cavités interféromètres utilisées pour la combinaison de lasers pouvaient améliorer la qualité spatiale des faisceaux produits par les cavités élémentaires. Pour cela, la combinaison de deux lasers dont l'un présente une émission spatialement multimodale et l'autre une émission unimodale a été étudiée. Les résultats expérimentaux obtenus en régime relaxé montrent un nettoyage du faisceau multimodal par le faisceau unimodal (cavité multimodale

indépendante : 3,4 fois la limite de diffraction selon x et 2,4 fois selon y ; cavité multimodale couplée : 1,2 fois la limite de diffraction selon x et 1,1 fois selon y). Un gain en brillance de 1,6 a ainsi été mesuré. Le nettoyage du faisceau multimodal par le faisceau unimodal est efficace également lorsque le laser à émission unimodale est faiblement énergétique.

Les travaux présentés dans ce mémoire ne constituent qu'une première étape exploratoire vers la réalisation d'une source nanoseconde de très haute énergie et basse cadence. Ils ont mis en évidence les attraits d'une solution reposant sur la construction d'un laser à cavités multiples fonctionnant comme un ensemble cohérent par auto-structuration. Des outils de modélisation ont été construits et permettent d'apprécier la cohérence des rayonnements produits, à la fois dans leurs dimensions spectrales et leurs dimensions spatiales transverses. Les réalisations expérimentales ont été menées à des niveaux d'énergie bien inférieurs aux valeurs visées et avec un nombre réduit de lasers pour des raisons évidentes de coût. L'augmentation du nombre de lasers comme la prise en compte de certains effets liés à la montée en énergie ont été abordés numériquement.

CLEANSPACE est un projet de grande envergure au cours duquel une approche progressive dans la montée en énergie sera réalisée. Ainsi, la première étape va consister à combiner les énergies de neuf sources lasers pour atteindre le Joule. C'est lors de cette étape que seront comparées les potentialités offertes par la technique de combinaison dans une cavité interféromètre à celle par voie active dans une configuration MOPA. Une technologie devra alors être retenue pour viser à l'échelle d'une dizaine d'années la gamme kiloJoule. Parallèlement à la conception de cette source laser, l'approfondissement d'autres sujets d'études, tels que par exemple la déformation du faisceau laser lors de la traversée de l'atmosphère, la surveillance de l'espace ou la désignation de la cible, sera de même nécessaire pour mener à bien ce projet.





## **BIBLIOGRAPHIE DE L'AUTEUR**



---

**PUBLICATIONS DANS DES REVUES INTERNATIONALES A COMITE DE  
LECTURE**

---

**S. Auroux**, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, and A. Barthélémy, "Coherence properties of two fiber lasers coupled by mutual injection," *Opt. Express*, vol. 17, no. 20, pp. 17694-17699, 2009.

---

**COMMUNICATIONS DANS DES CONGRES INTERNATIONAUX A COMITE DE  
LECTURE**

---

**S. Auroux**, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène and A. Barthélémy, "Mutual injection for coherent combining of fiber lasers", *Laser Optics 2010*, Saint Petersburg, Russia, June 28 - July 02, 2010.

---

**COMMUNICATIONS DANS DES CONGRES NATIONAUX A COMITE DE  
LECTURE**

---

**S. Auroux**, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot et A. Barthélémy, "Propriétés de cohérence dans l'émission de lasers à fibré couplés par injection mutuelle", *JNOG*, Lille, 6-9 juillet 2009.

J. Guillot, **S. Auroux**, J. Lhermite, E. Suran, A. Kudlinski, F. Louradour, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène et A. Barthélémy, "Architectures pour la combinaison de lasers à fibre: continu et femtoseconde", *JNOG*, Lille, 6-9 juillet 2009.

**S. Auroux**, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot et A. Barthélémy, "Transfert de qualité de faisceau par couplage de cavités lasers", *COLOQ*, Marseille, 4-7 juillet 2011.