



Combinaison cohérente de diodes laser de puissance

Guillaume Schimmel

► To cite this version:

Guillaume Schimmel. Combinaison cohérente de diodes laser de puissance. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLO018 . tel-01445295

HAL Id: tel-01445295

<https://pastel.hal.science/tel-01445295>

Submitted on 24 Jan 2017

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

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

NNT : 2016SACLO018

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À L'INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE
SCHOOL

Ecole doctorale n°572
Ondes et Matière
Spécialité de doctorat : Physique

par

M. GUILLAUME SCHIMMEL

**Combinaison cohérente de diodes laser de
puissance**

Soutenue à Palaiseau, le 15 décembre 2016.

Composition du Jury :

Mme.	AGNÈS DESFARGES-BERTHELENOT	Professeur des Universités XLIM, Université de Limoges	(Rapporteur)
M.	PASCAL BESNARD	Professeur des Universités FOTON, Université de Rennes	(Rapporteur)
M.	CHRISTIAN LARAT	Ingénieur TRT, Palaiseau	
M.	ARIEL LEVENSON	Directeur de recherche C2N, Université Paris-Saclay	(Président)
M.	MARC BRUNEL	Professeur des Universités CORIA, Université de Rouen	
Mme.	GAËLLE LUCAS-LECLIN	Maître de conférences LCF, Université Paris-Saclay	
M.	PATRICK GEORGES	Directeur de recherche LCF, Université Paris-Saclay	(Directeur)

Remerciements

Je tiens à remercier les membres du jury, qui ont tous pris soin d'examiner mes travaux avec attention, merci de leur intérêt et de leurs encouragements. Merci en particulier à Agnès Desfarges-Berthelemot et Pascal Besnard d'avoir rapporté mon travail, ainsi que des échanges qui ont suivi.

Le travail accompli pendant ces trois années a pu aboutir grâce à l'aide de nombreuses personnes, ces quelques mots leur sont dédiés et ne sauraient témoigner pleinement de toute la gratitude que je ressens.

J'ai trouvé au sein du groupe Lasers un cadre de travail exceptionnel, solidaire, humain, avec une réelle vocation à former de futurs docteurs, leur accordant confiance et autonomie, distillées de bons conseils. Un grand merci à toute l'équipe.

Un immense merci à Gaëlle Lucas-Leclin qui a encadré ces trois années de travail. Ton implication est indissociable des travaux réalisés. Merci pour ta patience et ta confiance, ce fut un vrai plaisir de travailler à tes côtés. Merci pour ta bonne humeur, ta disponibilité et tes conseils, et pour tous ces moments partagés.

Je remercie profondément Patrick Georges. Merci pour ton soutien, ta bienveillance et tes encouragements. Merci également pour la confiance que tu m'as accordée, j'ai été très heureux de travailler avec toi.

Je remercie considérablement Sylvie Janicot, dont l'implication est également indissociable de ces travaux. Merci pour ton aide et ton accueil dans la team, merci d'avoir partagé ton savoir-faire. J'ai très apprécié de travailler à tes côtés, toujours dans la bonne humeur, quel plaisir ! En particulier certains alignements réclamaient une équipe forte et soudée pour en venir à bout... Merci !

Un très grand merci également à Ioana Doyen, qui a largement contribué à ces travaux. Merci pour ton aide et ta ténacité, merci pour ces moments partagés. Immense merci à Marc Hanna, merci de ton écoute et de tes conseils acérés, toujours à la recherche de défis scientifiques et de bonnes tranches de rigolade. Je remercie aussi Frédéric Druon et François Balembois, riches de bonne humeur et de bienveillance. Je remercie largement Xavier Delen, le groupe Laser a su une fois de plus trouver une recrue talentueuse et humaine, merci pour les moments partagés, gourmands ou festifs, sportifs ou intellectuels.

Je tiens à remercier chaleureusement toute la bande de joyeux compères qui prépara une thèse dans le même temps : Adrien Barbet, Aymeric Van De Walle, Fabien Lesparre, Florent Guichard, Florian Prévost, Julien Pouysegur et Paul Dumont. Comme dirait l'autre : « merci d'avoir pris une thèse en même temps que moi ». Ce fut un bonheur de partager ces années avec vous. Merci pour les tours de manèges, les soirées discos, les chantiers, les burgers, les conversations excentriques, from France, et les pluies de compliments entre copains attentionnés (entre beaucoup d'autres choses...).

Et surtout... Hein.

En vous remerciant.

Je remercie chaudement Aura-Inez Gonzalez, Jean-Thomas Gomes, Igor Martial, Khmais Guesmi, Patricia Ramirez, Philippe Rigaud, Romain Baudoin, Yoan Zaouter, tous emplis de

bonne humeur. Merci pour les gourmandises insulaires et pâtisseries, les tranches de rires, les gros chantiers, le bagou et les potins affutés.

Je remercie vivement les futurs docteurs, arrivés dans le groupe au cours de ces trois années : Gaetan Jargot, Kevin Genevri, Loïc Lavenu, Michele Natile, Pierre Pichon et Philipp Albrodt. Merci pour les moments passés ensembles, et bonne année ! Clin d'œil tout particulier à Philipp qui reprend les travaux de combinaison cohérente, comme disait un certain professeur « ce n'est qu'en essayant continuellement que l'on finit par réussir... En d'autres termes, plus ça rate et plus on a de chances que ça marche ».

Merci à Anne-Lise Coutrot, André Guilbaud, Patrick Roth, Julien Villemejeane, Michel Notarangelo, Frédéric Moron, André Villing, qui ont tous contribué à ces travaux. Merci pour leurs conseils, leur travail, leur implication. Merci pour les échanges que cela a permis.

Merci à Lionel Jacobowicz, Thierry Avignon, Cédric Lejeune, Flavie Gillant et Jessica Pellegrino pour leur aide et pour les moments partagés associés aux enseignements.

Je remercie tous les membres du projet BRIDLE. En particulier, merci à Paul Crump, Jonathan Decker, Ulrich Witte, Martin Traub, Eric Larkins, Steve Bull, Simeon Kaunga-Nyirenda, Daniel Moss et Ville Vilokkinen. Merci pour la collaboration associée au projet, mais aussi pour les moments passés lors des réunions de projet, pour les échanges personnels et les découvertes.

Enfin, un petit mot pour remercier un grand compagnon de route, Erick Chea.

Un grand merci à ma douce femme Laura, soutien inconditionnel à cette aventure de vie. Un petit mot aussi pour toi Maman, tout ceci t'appartient.

Finalement, des petits mots pour remercier de grandes personnes.

Table des matières

Introduction générale	11
I Amélioration de la luminance des systèmes laser à semi-conducteur	15
1 Luminance d'une diode laser	16
1.1 Définition et intérêt de la luminance d'une source laser	16
1.2 Technologies et limitations des diodes laser individuelles	17
2 Amélioration de la luminance par combinaison de faisceaux	22
2.1 Combinaison incohérente	22
2.2 Combinaison spectrale	25
2.3 Combinaison cohérente	27
2.4 Combinaison cohérente d'autres sources laser	44
2.5 Synthèse	46
3 Projet BRIDLE	48
4 Solutions étudiées pendant cette thèse	52
4.1 Principe de la cavité étendue en face arrière	52
4.2 Architectures de cavité étudiées	53
II Outils théoriques et expérimentaux de la combinaison cohérente	55
1 Définition des grandeurs utiles	57
1.1 Efficacité de combinaison	57
1.2 Facteurs de dégradation de l'efficacité de combinaison	58
1.3 Cohérence mutuelle et visibilité	60
2 Approche théorique de la mise en phase passive en cavité	63
2.1 Cadre général	63
2.2 Description modale d'une cavité étendue	64
2.3 Filtrage spectral et auto-organisation	72
2.4 Synthèse	78
3 Développement d'un réseau de phase pour la séparation et la combinaison à N émetteurs	79
3.1 Principe et solutions existantes	79
3.2 Modélisation du profil de phase	80
3.3 Solution retenue	91
3.4 Réalisation expérimentale	94
4 Émetteurs à forte luminance dédiés à la combinaison cohérente	97
4.1 Contraintes liées aux architectures de CBC	97
4.2 Description des deux types de sources	98
4.3 Barrettes d'émetteurs	102
5 Synthèse	108

III	Combinaison cohérente à deux émetteurs	109
1	Combinaison en cavité Michelson	110
1.1	Cavité étendue pour la mise en phase	110
1.2	Superposition cohérente	117
2	Combinaison en MOPA	129
2.1	Montage expérimental	129
2.2	Luminance du système	130
2.3	Contrôle actif de la phase	131
3	Synthèse	134
IV	Combinaison cohérente d'une barrette de diodes laser	137
1	Combinaison en cavité interférométrique	139
1.1	Principe général	139
1.2	Mise en phase en cavité DOE	140
1.3	Superposition cohérente	148
2	Verrouillage de phase par cavité Talbot	158
2.1	Principe général	158
2.2	Mise en phase	159
2.3	Superposition cohérente	164
3	Combinaison en MOPA	166
3.1	Montage expérimental	166
3.2	Mise en phase par injection	167
3.3	Superposition cohérente	168
4	Synthèse	172
	Conclusion générale et perspectives	175
	Liste des publications relatives à ce manuscrit	181
	Bibliographie	183

Introduction générale

« Toute puissance est faible, à moins que d'être unie » ¹. L'idée noble d'unir ses forces est à l'origine de la combinaison de lasers. Mais pour quelle raison en vouloir toujours plus, pourquoi combiner des sources laser ? Revenons d'abord sur le laser lui-même.

Depuis plus de cinquante ans le laser a amené de fabuleuses percées technologiques, à tel point que la photonique est aujourd'hui nommée science du 21^{ème} siècle. La photonique, science de la lumière. Les sources de photons sont variées et le laser en est probablement la plus légendaire. La source laser s'est implantée dans de nombreuses applications : de la métrologie aux télécommunications, du médical à l'industrie. Dans l'industrie, il soude, découpe, perce, décape, structure. Il permet d'atteindre une précision inégalée et une rapidité de procéder exceptionnelle. Les maîtres mots y sont puissance, intensité, efficacité et rentabilité. Outre ses propriétés de cohérence, c'est sa capacité à concentrer une quantité d'énergie énorme qui intéresse les industriels. Concentrer les photons sur une petite surface permet d'atteindre les points de fusion des métaux. Ces matériaux qui sont habituellement si difficiles à travailler, deviennent manipulables à souhait. Plus de puissance pour mieux travailler les matériaux donc. Mais la puissance optique n'est pas le seul critère, le Soleil nous éclaire de plus d'un kilowatt par mètre carré et ce n'est pas suffisant pour usiner un métal. Il faut par conséquent concentrer la puissance optique sur une surface infime : on parle alors de luminance – et parfois abusivement de brillance par anglicisme –, paramètre qui reflète à la fois le niveau de puissance optique et la capacité à concentrer cette puissance. La concentration accessible est d'autant plus forte que la qualité spatiale du faisceau laser est bonne. Un système laser industriel pour l'usinage fournit ainsi un niveau de puissance élevé dans un faisceau de bonne qualité.

Historiquement, le secteur du laser industriel était dominé par les lasers à CO₂, qui représentent toujours la plus grande partie du parc industriel. La demande a petit à petit évolué vers des systèmes plus compacts, plus faciles à entretenir, et plus efficaces. Les lasers à fibre répondent à ces exigences et prennent progressivement le relais sur les machines-outil d'aujourd'hui. La tendance pour demain évolue encore dans le sens d'une meilleure efficacité, mais également d'une fiabilité supérieure, et surtout d'un coût toujours plus bas. Les recherches se tournent ainsi vers les sources laser à semi-conducteur, peu chères et capables d'être produites en masse. Mais par-dessus tout, les diodes laser sont la technologie la plus efficace pour convertir une puissance électrique en puissance optique. Toujours est-il que cette efficacité n'est pas encore disponible pour les industriels : les niveaux de luminance accessibles depuis les systèmes laser à diodes ne sont pas suffisants. Pourtant, plusieurs kilowatts sont atteints à partir de diodes laser, et également des faisceaux d'excellente qualité spatiale, mais jamais encore les deux dans le même temps.

La problématique soulevée est donc la suivante : comment améliorer la luminance des systèmes laser à semi-conducteur ? Si l'on considère un mono-émetteur, l'augmentation de sa puissance rencontre des limites physiques (dégradations, etc.), quelles sont les techniques possibles pour dépasser les limitations intrinsèques des mono-émetteurs ? Tout en augmentant la puissance, comment conserver l'excellente efficacité de conversion électrique-optique des diodes ? Certaines diodes émettent des faisceaux limités par diffraction, pouvons-nous maintenir cette

1. Jean de La Fontaine, *Le Vieillard et ses enfants*, 1668.

bonne qualité spatiale lors de la montée en puissance ?

La solution intuitive pour dépasser la limite d'un émetteur individuel est « l'union fait la force » : combiner plusieurs faisceaux issus de multiples sources. Cette solution est très attractive : elle a déjà fait des progrès considérables en terme de luminance pour tout type de sources. Depuis plusieurs décennies, de nombreux groupes de recherche s'intéressent à cette thématique, son application s'étend aujourd'hui dans les systèmes laser industriels où le kilowatt de puissance optique en régime continu a été conquis par combinaison. Se dressent alors de nouvelles questions : quelles sont les techniques possibles ? Quel nombre de sources est-il possible de combiner et quelles en sont les limites ? Ou encore : les diodes laser sont-elles bien adaptées à la combinaison ? Plusieurs réponses ont déjà été apportées par les travaux de recherches passés ; celles-ci varient selon les techniques de combinaison. La combinaison cohérente paraît la technique idéale : toutes les qualités d'une source laser unique sont conservées (forte cohérence spatiale et temporelle, spectre étroit, état de polarisation linéaire, etc.). La littérature montre toutefois que l'augmentation du nombre de sources combinées accroît la complexité du système.

D'autre part, d'importants progrès ont été réalisés sur les diodes laser, repoussant à chaque fois un peu plus la limite individuelle de montée en luminance. Les meilleurs mono-émetteurs atteignent aujourd'hui le watt optique dans un faisceau en limite de diffraction – un facteur dix de mieux qu'il y a environ vingt ans. La combinaison cohérente est-elle applicable aux meilleures diodes laser ? Cela permettrait de limiter la complexité du système avec un nombre d'émetteurs réduit. En vue d'une utilisation industrielle, la combinaison d'une barrette de diodes possède l'avantage de la compacité ; quelles sont les problématiques associées ?

Dans cette thèse, nous nous intéressons à la technique de combinaison cohérente appliquée aux diodes laser, en particulier aux barrettes de diodes dont les émetteurs fournissent aujourd'hui la meilleure luminance. Nous cherchons à identifier les architectures de combinaison les mieux adaptées à ces diodes, à évaluer la fiabilité du système, à déterminer si une combinaison passive est envisageable et dans le cas contraire, à proposer une solution de contrôle actif simple de mise en œuvre.

Mes travaux de thèse se sont déroulés au sein du groupe Lasers du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, à Palaiseau (91). Au démarrage de ma thèse, le contexte poussait les industriels à s'orienter vers les systèmes laser uniquement basés sur des diodes. Dans le même temps, les principaux constructeurs de lasers à fibre devenaient leaders du secteur, avec une forte dominance des sociétés américaines. Tout ceci a stimulé le lancement du projet européen BRIDLE – *Brillant Industrial Diode Laser* – à l'origine des travaux présentés. Ce projet a démarré en 2012 afin d'apporter des réponses aux problématiques mentionnées. En regroupant des entreprises dominantes dans le secteur ainsi que des groupes académiques de recherche, l'objectif était d'apporter des solutions technologiques adaptées aux industriels. Le laboratoire Charles Fabry fut un des partenaires du projet : mes travaux de thèse ont bénéficié du financement de la commission européenne associé au projet. BRIDLE s'inscrit directement dans la lignée des projets européens BRIGHT (2004) et BRIGHTER (2006), également centrés sur les sources laser à semi-conducteur. Le laboratoire participa à ces deux projets précédents, avec notamment la thèse de David Pabœuf (2009).

Le premier chapitre de ce document introduit les technologies actuelles des diodes à forte luminance. Il dresse ensuite un état de l'art des techniques de combinaison avec un intérêt particulier porté aux travaux de combinaison cohérente. Ces analyses nous permettent de discuter des problématiques du sujet et d'identifier les architectures de combinaison les mieux adaptées pour y répondre. En particulier, nous proposons une nouvelle technique pour la mise en phase d'émetteurs fondée sur l'utilisation d'une cavité étendue implantée *en face arrière*. Nous décrivons également les aboutissements du projet BRIDLE, qui fut le cadre de travail de ma thèse et se termina en février 2016.

Le deuxième chapitre développe les outils théoriques et expérimentaux utiles à nos expériences de combinaison cohérente. Les outils théoriques comprennent la description des princi-

pales grandeurs mises en jeu, le développement d'un modèle analytique puis numérique permettant d'analyser les différentes architectures expérimentales, et enfin la conception de séparateurs de faisceaux pertinents pour la combinaison cohérente. Nous validons expérimentalement ces séparateurs, et finalement introduisons les diodes qui furent utilisées dans les expériences de combinaison.

Le troisième chapitre entame à proprement parler le travail expérimental. Nous cherchons à valider le principe de l'architecture de cavité en face arrière précédemment proposé, dans une démonstration expérimentale à deux émetteurs. Nous l'appliquons à des diodes de forte luminance, ce qui nous permet de vérifier que cette technique est bien appropriée. Nous développons à la suite une expérience de combinaison cohérente en amplification.

Le quatrième et dernier chapitre étend l'expérience aux barrettes de diodes. Nous étudions de nouveau l'architecture de cavité en face arrière, appliquée cette fois à cinq puis dix émetteurs à semi-conducteur ; nous bénéficions alors des séparateurs de faisceaux préalablement conçus dans le chapitre deux. Nous portons un intérêt particulier au comportement du système et à sa stabilité, facteurs décisifs pour assurer une bonne fiabilité. L'étude s'oriente ensuite sur une nouvelle expérience en amplification à travers une barrette d'émetteurs à forte luminance.

Chapitre I

Amélioration de la luminance des systèmes laser à semi-conducteur

Objectifs

Ce chapitre introduit dans un premier temps les différentes technologies de diodes laser permettant d'atteindre de fortes puissances optiques dans un faisceau laser de bonne qualité, ainsi que les problématiques en jeu et les limitations associées. Dans un second temps, nous verrons en quoi la combinaison de faisceaux est une solution attractive pour contourner ces limitations, et particulièrement la combinaison cohérente qui représente un thème de recherche très actif. Nous introduirons enfin le cadre dans lequel se sont articulés ces travaux de thèse autour du projet BRIDLE. La dernière partie est quant à elle consacrée aux solutions étudiées dans ce manuscrit ainsi qu'aux motivations associées.

Sommaire

1	Luminance d'une diode laser	16
1.1	Définition et intérêt de la luminance d'une source laser	16
1.2	Technologies et limitations des diodes laser individuelles	17
1.2.1	Limitations à la montée en puissance	17
1.2.2	Technologies	18
2	Amélioration de la luminance par combinaison de faisceaux	22
2.1	Combinaison incohérente	22
2.2	Combinaison spectrale	25
2.2.1	Principe	25
2.2.2	Mise en œuvre en série	25
2.2.3	Mise en œuvre en parallèle	26
2.3	Combinaison cohérente	27
2.3.1	Principe	27
2.3.2	Superposition cohérente	29
2.3.3	Mise en phase	32
2.4	Combinaison cohérente d'autres sources laser	44
2.5	Synthèse	46
3	Projet BRIDLE	48
4	Solutions étudiées pendant cette thèse	52
4.1	Principe de la cavité étendue en face arrière	52
4.2	Architectures de cavité étudiées	53

1 Luminance d'une diode laser

Cette section introduit les paramètres clés qui guident le développement et les recherches actuelles sur les diodes de puissance. Les technologies conduisant aux mono-émetteurs les plus brillants sont présentées, ainsi que les problématiques et les limitations actuelles. Intéressons-nous en premier lieu à l'expression de la luminance d'une source laser.

1.1 Définition et intérêt de la luminance d'une source laser

La qualité d'un faisceau laser reflète à quel point il peut être focalisé sur une petite surface. Meilleure est la qualité de faisceau, plus petite est la taille et plus grande est l'intensité laser. Cette propriété peut être exprimée grâce au paramètre de faisceau Q ou BPP (*Beam Parameter Product*), qui est le produit du rayon au col (waist) du faisceau w et de sa divergence en champ lointain θ – on définit ces deux grandeurs à $\frac{1}{e^2}$ de l'intensité maximale. Au cours de la propagation du faisceau laser, ce paramètre reste constant idéalement – c'est-à-dire en absence d'aberrations, lorsque le faisceau subit des transformations par les optiques ou miroirs.

$$Q = BPP = w \times \theta = \text{const.} \quad [mm.mrad] \quad (I.1)$$

La limite de diffraction d'un faisceau laser à la longueur d'onde λ correspond à la valeur minimale du paramètre de faisceau et vaut λ/π . Le paramètre de faisceau BPP normalisé à sa valeur minimale nous fournit alors le facteur M^2 qui représente le facteur de dégradation du faisceau réel comparé à la limite de diffraction – un faisceau de très bonne qualité spatiale voit son facteur M^2 tendre vers 1.

$$M^2 = \frac{BPP}{\lambda/\pi} = \frac{w \cdot \theta}{\lambda/\pi} \quad (I.2)$$

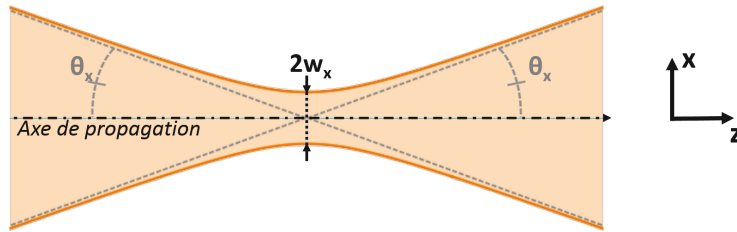


FIGURE I.1: Propagation d'un faisceau gaussien selon l'axe z , avec w le rayon au col du faisceau et θ sa divergence dans la direction transverse x .

On peut maintenant s'intéresser à l'intensité optique sur l'axe (exprimée en $W.cm^{-2}$) du faisceau gaussien de puissance P afin d'en faire ressortir le paramètre de faisceau dans le cas général d'un profil elliptique :

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_x w_y} = \frac{2P \cdot \theta_x \theta_y}{\pi Q_x Q_y} \quad (I.3)$$

$$I_0 = 2\pi \cdot \theta_x \theta_y \cdot L \quad [W.cm^{-2}]^1$$

Avec L la luminance du faisceau laser :

$$L = \frac{P}{\pi^2 \cdot Q_x Q_y} = \frac{P}{\lambda^2 \cdot M_x^2 M_y^2} \quad [W.cm^{-2}.sr^{-1}] \quad (I.4)$$

1. On exprime ici en fonction de la luminance, l'intensité optique *sur l'axe* du faisceau gaussien qui représente l'intensité maximale atteinte, d'où le facteur 2. Lorsque l'on exprime l'intensité *moyenne*, on obtient $I_m = \pi \cdot \theta_x \theta_y \cdot L$.

La luminance est une grandeur caractéristique d'une source laser, idéalement constante en absence d'aberrations. Une source laser est d'autant plus brillante – ou à forte luminance, que sa puissance optique est élevée et que sa qualité spatiale est proche de la limite de diffraction. L'équation 1.3 nous montre que l'intensité du faisceau focalisé est directement proportionnelle à la luminance de la source. Cette grandeur est centrale pour les systèmes laser de forte puissance, car une fois le système de focalisation choisi (i.e. θ_x et θ_y fixés), la luminance de la source détermine l'intensité laser obtenue et ainsi les applications industrielles qui peuvent être adressées.

$M^2, \lambda = 1\mu m$	BPP	Diamètre de la fibre de sortie, $ON = 0,1$
1	0,32 mm.mrad	6 μm
3	1 mm.mrad	20 μm
16	5 mm.mrad	100 μm
31	10 mm.mrad	200 μm

TABLEAU I.1: Correspondance entre les paramètres de faisceau BPP et M^2 , et équivalence avec le diamètre de fibre correspondant pour une ouverture numérique de 0,1.

1.2 Technologies et limitations des diodes laser individuelles

1.2.1 Limitations à la montée en puissance

Plusieurs caractéristiques distinguent les lasers de forte puissance des autres types de lasers à semi-conducteur. La première caractéristique importante est la longueur d'onde d'émission. Ici, nous nous intéressons à la bande spectrale proche infra-rouge, de 800 à 1000 nm. Cette région spectrale a bénéficié historiquement de grandes avancées technologiques du fait de son utilisation pour le pompage optique de lasers à solides tels que le *Nd:YAG* ou encore les lasers à fibre dopée *Erbium* ou *Ytterbium*. L'émission à ces longueurs d'onde utilise des structures basées sur les alliages *InGaAs* et *AlGaAs*. Ces sources laser montrent aujourd'hui les meilleures performances en terme de puissance optique et d'efficacité électrique-optique. Aussi, nous nous concentrerons uniquement sur les diodes laser à émission par la tranche, les diodes à émission par la surface (*VCSEL*) ne permettent pas d'atteindre des niveaux de puissance comparables.

La deuxième grandeur caractéristique de ce type de lasers est l'efficacité de conversion de l'énergie électrique en énergie optique, abrégée PCE pour *Power Conversion Efficiency* et notée η_{E-O} . D'énormes progrès ont été effectués dans ce sens, avec des valeurs atteignant plus de 70% en laboratoire et 60% pour des systèmes commerciaux [Crump 06].

Le dernier paramètre est bien entendu le niveau de puissance optique extrait du mono-émetteur. Dans tous les cas qui suivent, le niveau de puissance est principalement limité par l'apparition de dégradations au niveau de la facette émettrice (*Catastrophic Optical Mirror Damage*, COMD), liées à l'augmentation de la densité de puissance. Il y a donc un compromis à trouver entre puissance optique émise et section de surface émettrice, afin de garder la densité de puissance sous le seuil de dommages – qui est de l'ordre de $I_{COMD} \approx 10 \text{ MW.cm}^{-2}$ [Wenzel 03].

La puissance optique émise en continu n'est pas uniquement limitée par les dommages occasionnés aux facettes (COMD), mais aussi par l'apparition de limitations thermiques (on parle couramment de *thermal rollover* ou saturation thermique). Il s'agit d'un auto-échauffement du composant qui induit une baisse de son efficacité électrique-optique. L'évacuation de la puissance thermique représente ainsi un enjeu technologique important pour les diodes laser de forte puissance. L'amélioration de l'efficacité électrique optique représente le meilleur moyen

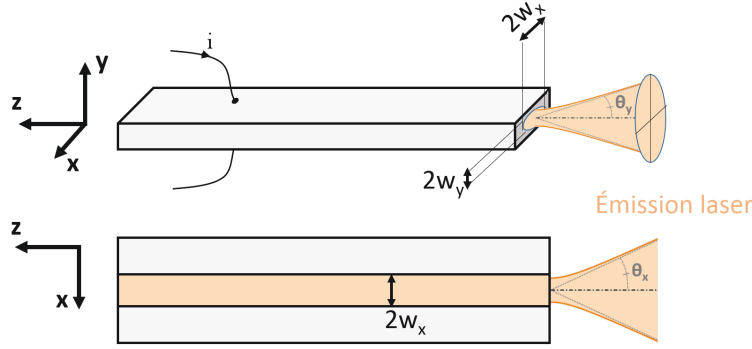


FIGURE I.2: Schéma de principe d'un émetteur à section droite. Par convention, la direction verticale (y) est perpendiculaire à la jonction PN.

de réduire la charge thermique. Il est tout de même toujours nécessaire d'avoir une bonne dissipation de la chaleur, à travers des contacts thermiques larges et efficaces.

1.2.2 Technologies

Structure verticale

La grande majorité des mono-émetteurs présente une structure guidante asymétrique selon les directions horizontale (x) et verticale (y), ce qui rend le faisceau elliptique en sortie. Généralement, la largeur verticale est de l'ordre du micromètre : l'émission est monomode transverse dans cette direction. L'élargissement de la largeur verticale a été proposé afin d'améliorer la luminance ou de symétriser le faisceau. Une attention particulière est alors portée sur la conception de la structure de manière à toujours favoriser le mode fondamental [Corbett 07, Wenzel 08]. Dans la suite, nous considérerons toujours un faisceau limité par diffraction dans la direction verticale, nos considérations sur la qualité de faisceau seront ainsi centrées sur la direction horizontale.

Émetteurs multimodes transverses à section large

Aujourd'hui, les puissances les plus élevées sont atteintes avec des diodes laser à section large (*Broad Area Laser* BAL, $2w_x \simeq 100 \mu\text{m}$). Le guide est toutefois trop large pour ne supporter que le mode fondamental : le faisceau laser émis est multimode transverse. On obtient ainsi des facteur de qualité M^2 de l'ordre de 20 à 50 pour des largeurs de guide de l'ordre de $100 \mu\text{m}$. Les diodes commerciales de ce type ont habituellement des cavités de quelques millimètres de long, et émettent une puissance pouvant aller jusqu'à 20 W [Pietrzak 13] (pour une largeur de $100 \mu\text{m}$), la luminance atteint alors près de $60 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$. Ces structures émettent une puissance très élevée, mais la luminance est limitée par le caractère multimode du faisceau. Ce type de diode est généralement utilisé pour le pompage optique de cristaux ou de fibres ne nécessitant pas une très bonne qualité spatiale. Une puissance plus importante encore peut être atteinte en augmentant davantage la surface d'émission de l'émetteur, cependant ceci n'est possible qu'au détriment de la qualité spatiale : le guide d'ondes élargi supporte des modes transverse d'ordre de plus en plus élevé, ce qui dégrade fortement le paramètre de faisceau Q . Une voie alternative, étudiée en particulier à FBH (*Ferdinand Braun Institute, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik*, Berlin), consiste à maintenir un guide relativement étroit ($2w_x \simeq 30 \mu\text{m}$) pour garder une luminance élevée en limitant le nombre de modes transverses. Une puissance émise de 7 W est obtenue et un M^2 de l'ordre de 4,5 ($L \approx 150 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$) [Crump 13, Decker 15].

Émetteurs monomodes transverses

D'autre part, des faisceaux de très bonne qualité sont obtenus avec des lasers à section fine ($2w_x \leq 5 \mu m$) : du fait de la faible largeur du guide d'onde, l'émission laser est monomode transverse dans les deux directions et la puissance peut atteindre quelques centaines de milliwatts. Différents progrès sur ce type de structures monomodes ont permis d'atteindre une puissance de l'ordre du watt ; on peut notamment citer les travaux réalisés au *Massachusetts Institute of Technology* (MIT, USA) sur des lasers à guide d'onde couplé par la tranche – *Slab-Coupled Optical Waveguide*, SCOWL. Ce type de structure autorise un mode optique large ($2w_x \approx 2w_y \approx 6 \mu m$) tout en maintenant un fonctionnement monomode [Donnelly 03]. Le mode large permet d'augmenter le seuil optique de dommages en réduisant l'intensité dans le guide et au niveau des facettes. La structure permet également l'émission d'un faisceau quasi-circulaire. La luminance atteint alors $100 MW.cm^{-2}.sr^{-1}$.

Finalement, la luminance maximale de ces lasers à section droite est comparable, que l'on considère des émetteurs monomodes ou multimodes transverses, et l'ordre de grandeur se situe autour de 10 à $100 MW.cm^{-2}.sr^{-1}$.

Émetteurs à section évasée

De nombreuses solutions ont été proposées pour surmonter les problèmes liés aux dommages aux facettes (COMD) et parvenir à de forts niveaux de puissance dans un faisceau de très bonne qualité spatiale. L'effort principal a été mené sur le développement de structures à section large qui n'acceptent qu'un seul mode latéral. On peut ainsi citer les diodes à section évasée et les systèmes à amplificateur intégré MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*) qui permettent tous deux d'atteindre des puissances supérieures à 1 W, dans un faisceau proche de la limite de diffraction.

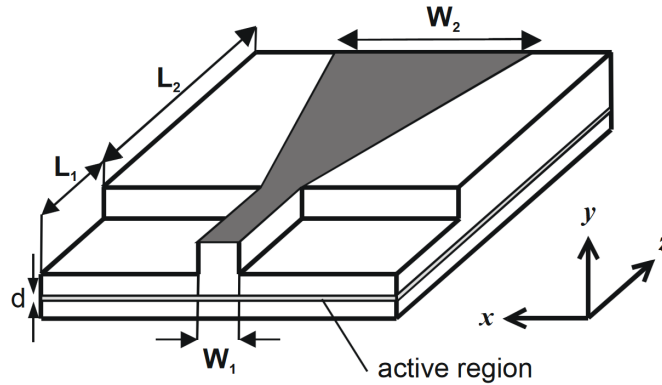


FIGURE I.3: Schéma d'un émetteur à section évasée. Ce type d'émetteur est composé de deux régions distinctes : la région (1) à section droite de longueur L_1 et de largeur $2w_x = W_1$, et la région (2) à section évasée de longueur L_2 et de largeur W_2 au niveau de la facette de sortie.

Nous nous attardons ici sur les émetteurs dits évasés. Ceux-ci sont composés de deux sections distinctes : une section droite étroite (*ridge*) n'acceptant qu'un seul mode latéral et une section évasée (*tapered*). La section droite joue ainsi le rôle de filtre spatial car les modes d'ordre supérieur n'y sont pas guidés. La section évasée permet quant à elle une forte amplification, autorisant des puissances élevées sur sa facette de sortie, étant donnée sa largeur plus importante. La figure I.3 illustre le schéma de principe de ces émetteurs. Deux méthodes existent pour la conception de ces composants, qui diffèrent par le type de guidage dans la section évasée. La première méthode utilise un angle d'évasement faible ($0,7$ à 1°) et un guidage du mode par l'indice. Cette technologie est en particulier développée au III-V Lab (Palaiseau), la surface d'émission est alors de quelques dizaines de microns de large [Krakowski 03]. L'autre méthode consiste à utiliser un guidage du mode par le gain dans une section encore plus évasée

(4 à 6°). L'IAF (*Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik*, Allemagne) et le FBH notamment réalisent ce type de composants, qui présentent alors une surface d'émission plus large ($W_2 \approx 200 - 400 \mu m$) permettant d'atteindre plusieurs watts voire la dizaine de watts optiques [Kelemen 05, Fiebig 08]. Une luminance de $1 \text{ GW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ a été atteinte avec ces structures en utilisant le guidage par le gain.

Plusieurs études ont été menées afin d'identifier les meilleurs paramètres associant une émission de forte puissance et un faisceau en limite de diffraction [Wenzel 03, Paschke 05, Bachmann 07]. Ces dernières montrent notamment que la section du guide droit doit être suffisamment longue ($\approx 1 \text{ mm}$) afin de réaliser un filtrage efficace, mais aussi que la réflectivité de la facette avant (côté évasé) doit être très faible ($\leq 0,01\%$), toujours pour assurer une bonne qualité de faisceau.

Synthèse des performances

Type d'émetteur	Puissance optique	M^2	Luminance $\text{MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$	PCE	Référence
Monomode	500 mW	1	50	30 – 50%	[LUMICS 16]
SCOWL	1 W	$\leq 1,1$	100	$> 30\%$	[Donnelly 03]
Narrow BAL	7 W	4,5	150	$> 55\%$	[Decker 15]
BAL	20 W	30	60	50 – 60%	[Lauer 12]
Évasé	11,4 W	$\leq 1,2$	1000	45%	[Fiebig 08]
MOPA	10 W	2	520	$> 35\%$	[Wenzel 07]
MOPA QCW	17 W	$\leq 1,2$	1500	$> 20\%$	[Wang 13]

TABLEAU I.2: Tableau récapitulatif des performances des mono-émetteurs en fonctionnement continu (CW). La gamme spectrale considérée est de 940 à 980 nm – excepté pour le MOPA QCW où $\lambda = 1083 \text{ nm}$. L'exemple en MOPA n'est pas un laser, mais une diode laser DFB (*Distributed Feedback*) amplifiée dans un émetteur à section évasée : il s'agit d'un système d'amplification. Un deuxième exemple en MOPA est donné en fonctionnement quasi-continu (QCW) montrant à quel point il est possible d'augmenter la puissance sur ce type de système, mais affichant également des problèmes thermiques importants. PCE : efficacité de conversion électrique-optique.

Les meilleures performances en terme de luminance sont aujourd'hui réalisées avec des émetteurs à section évasée : c'est le cas des trois derniers exemples du tableau précédent. En configuration MOPA, un faisceau d'excellente qualité spatiale à faible puissance est injecté dans un amplificateur à section évasée, spécialement conçu pour éviter toute dégradation de la qualité de faisceau avec une très bonne extraction de puissance. Il ne s'agit donc pas d'un laser mais d'un système d'amplificateur.

La notion de fiabilité est bien sûr très importante pour ces systèmes laser : on parle alors de puissance optique nominale à un niveau de fiabilité spécifié – généralement autour de quarante mille heures de fonctionnement. C'est en effet un compromis clé pour les modèles de laser de haute puissance, car la grande majorité peut fonctionner à un niveau de puissance supérieur mais au détriment d'une moindre fiabilité. Concernant les performances affichées dans ce tableau, seules celles des diodes monomodes et BAL sont disponibles commercialement ; les autres types de laser à ces niveaux de performance sont encore à un stade de développement en laboratoire du fait de leur complexité de fabrication, qui influe finalement sur leur fiabilité.

Tout compte fait nous avons abordé divers moyens pour repousser un peu plus les limitations physiques de la montée en luminance des diodes laser, tous centrés autour de l'amélioration des structures des mono-émetteurs. Une seconde solution est la combinaison intelligente de plusieurs émetteurs, pour conserver de bonnes propriétés spatiales tout en additionnant les puissances optiques – c'est le sujet de la seconde section.

2 Amélioration de la luminance par combinaison de faisceaux

La combinaison de plusieurs faisceaux laser est une solution attractive et tout à fait intuitive pour dépasser les limites de montée en luminance des mono-émetteurs. La tactique consiste à atteindre une forte luminance en se basant sur des lasers de très bonne qualité spatiale mais avec une puissance optique relativement faible. Le point clé réside alors dans les moyens techniques mis en œuvre pour assurer une combinaison intelligente qui ne dégrade pas la qualité spatiale, tout en permettant d'augmenter la puissance optique finale. Les techniques de combinaison sont classées en trois grandes catégories que nous décrivons une à une dans les sections suivantes. Le principe général de chaque technique est décrit, illustré d'exemples de la littérature appliqués aux diodes laser. Nous dresserons alors les problématiques associées ainsi que leurs distinctions fondamentales. Le principe de combinaison de faisceaux n'est bien sûr pas restreint aux sources à semi-conducteur, nous verrons ainsi quelques applications à d'autres sources laser qui ont mené à des progrès considérables, notamment pour les lasers à fibre. La dernière partie présente enfin une brève synthèse des techniques mentionnées.

2.1 Combinaison incohérente

La manière la plus directe de combiner des faisceaux laser est de placer les émetteurs les uns à côté des autres. C'est le cas des barrettes de diodes laser, où les émetteurs peuvent être placés de manière adjacente aussi bien linéairement qu'à deux dimensions. Le faisceau global émis par la barrette représente ainsi la superposition incohérente des faisceaux individuels. On comprend bien que la puissance optique obtenue est proportionnelle au nombre d'émetteurs, mais qu'en est-il de la qualité de faisceau ?

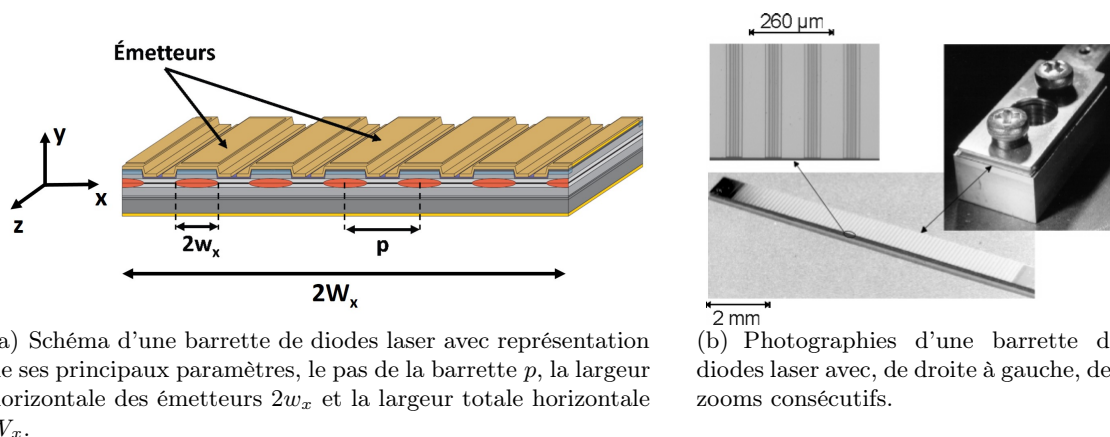


FIGURE I.4: Schéma (a) et photographies (b) d'une barrette de diodes laser [Erbert 00]. Par convention, on définit l'axe (y) vertical comme direction perpendiculaire à la jonction des émetteurs. L'axe (x) horizontal est quant à lui la direction où sont juxtaposés les émetteurs.

L'arrangement en barrette produit des espaces libres inévitables entre les émetteurs individuels. Le facteur de remplissage F quantifie le sous-remplissage de l'ouverture totale, il est exprimé par le rapport de la largeur d'un émetteur $2w$ sur le pas de la barrette p . Considérons le cas idéal où les émetteurs sont collés les uns aux autres, c'est-à-dire avec un facteur de remplissage F de 100% : le rayon de la zone émettrice (champ proche) devient $W = N \times w_{diode}$ mais conserve la divergence θ d'un émetteur unique. En exprimant le paramètre de faisceau $BPP = W \times \theta$, on voit alors qu'il est directement multiplié par N , traduisant une forte dégradation de la qualité spatiale du faisceau émis. De manière générale, pour une barrette de diodes laser à $N \times M$ éléments – définis par $(P_0, w_x, w_y, \theta_x, \theta_y)$ ¹, on peut exprimer la luminance

1. P_0 : puissance optique par émetteur ; $w_{x,y}$: rayon au col du faisceau d'un émetteur, selon les directions horizontale (x) et verticale (y) ; $\theta_{x,y}$: divergence d'un émetteur selon x et y.

globale telle que :

$$L_{bar} = \frac{P_{bar}}{S_{bar}\Delta\Omega_{bar}} = \frac{N \times M \times P_0}{\pi^2 \times W_x W_y \times \theta_x \theta_y} = F_x F_y \times \frac{P_0}{\pi^2 \times w_x w_y \times \theta_x \theta_y} \quad (I.5)$$

où $F_x = \frac{2w_x}{p_x}$ et $F_y = \frac{2w_y}{p_y}$ sont les facteurs de remplissage ; p_x, p_y les distances entre émetteurs selon x et y . Soit,

$$L_{bar} = F_x F_y \times L_{diode} \leq L_{diode} \quad (I.6)$$

La combinaison incohérente ne permet donc pas l'augmentation de la luminance. Tout au plus, elle permet d'augmenter la puissance en dégradant également la qualité de faisceau, de telle sorte que la luminance finale est inférieure ou égale à celle d'un mono-émetteur. Cette technique ne répond pas à la problématique de départ, cependant nous l'abordons brièvement car elle est bien adaptée à certaines applications par l'augmentation de puissance uniquement, et se retrouve régulièrement associée à d'autres techniques de combinaison au sein de systèmes laser complets. La superposition incohérente est aussi très présente dans les systèmes commerciaux actuels dès que l'on dépasse la dizaine de watts optiques et permet d'atteindre le régime du kilowatt [Eltze 15].

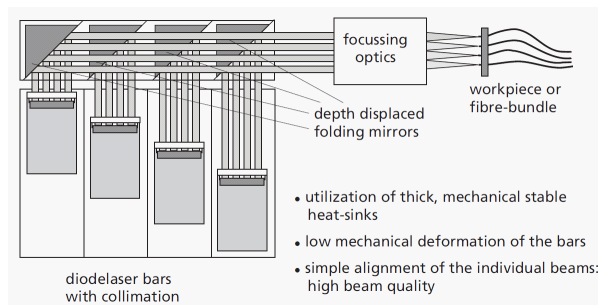
Techniques de mise en forme du faisceau

Un faisceau en sortie d'une barrette de diodes laser est fortement asymétrique en ce qui concerne la taille de faisceau et la divergence. La dimension typique de la source est de l'ordre de $W_x \approx 10 \text{ mm}$ de largeur par $1 \mu\text{m}$ de hauteur et la divergence est beaucoup plus importante dans l'axe vertical (de l'ordre de 35° contre 6° en horizontal). Les anglophones parlent ainsi de *fast-axis* (FA) et *slow-axis* (SA) pour les directions verticale et horizontale respectivement, pour faire référence aux ouvertures numériques plus ou moins élevées. La valeur du paramètre de faisceau diffère ainsi de manière significative entre les deux axes. Or de nombreuses applications requièrent une géométrie de faisceau bien définie, notamment circulaire pour un couplage efficace dans une fibre. Depuis les années 1990, de nombreuses méthodes ont été développées pour répondre à ces besoins utilisant des techniques ingénieuses de mise en forme de faisceau [Endriz 92], notamment :

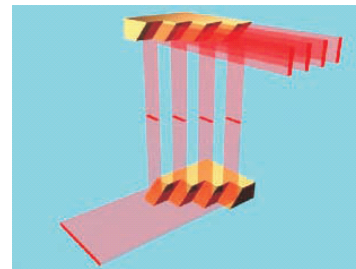
- L'égalisation des paramètres de faisceau par l'utilisation de miroirs disposés en marches d'escalier (*micro-step mirrors*) pour effectuer du "remplissage de pupille" à des fins de couplage dans une fibre [Treusch 98]. Le faisceau est segmenté dans la direction horizontale via une première série de miroirs, puis chaque segment est tourné de 90° par une seconde série : le paramètre de faisceau est symétrisé, par dégradation dans la direction verticale et amélioration dans la direction horizontale. Cette technique, illustrée sur la figure I.5(b), permet un couplage efficace dans une fibre dont le diamètre et l'ouverture numérique sont optimisés.
- L'égalisation du paramètre de faisceau par l'utilisation de lentilles inclinées [LIMO]. L'arrangement de lentilles fait "tourner" chaque faisceau sur lui même afin d'invertir les deux axes : l'effet est similaire aux miroirs en marches d'escalier.
- L'adaptation de la divergence et de la taille de faisceau par des optiques macroscopiques, par exemple à l'aide d'un jeu de lentilles cylindriques. Cette technique est largement utilisée et associée à d'autres méthodes pour symétriser le faisceau laser [Treusch 98, Diehl 03].
- L'amélioration du facteur de remplissage F dans les empilements verticaux de barrettes. Ces derniers présentent typiquement un espace vertical entre les barrettes relativement important afin d'assurer l'évacuation thermique de chacune. L'utilisation de miroirs "rayés" – alternativement traités haute-réflexion (HR) et anti-reflet (AR) [Ghasemi 12], permet de combler ces espaces vides (voir figure I.5(c)). Le décalage vertical des bases en cuivre sur lesquelles sont positionnées les barrettes permet de faire de même à l'aide

de miroirs décalés (figure I.5(a)).

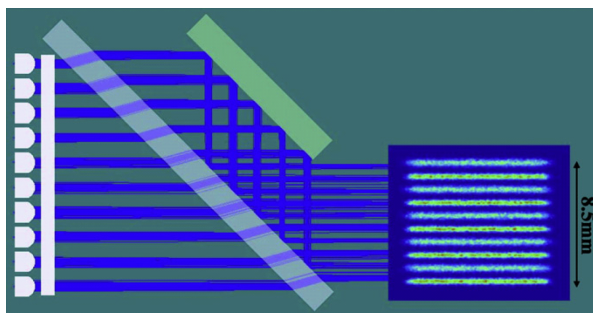
Le tableau I.3 examine plusieurs systèmes laser commerciaux basés sur ces techniques de combinaison incohérente. En comparaison à un émetteur unique, on observe bien que la luminance n'est pas améliorée – même si des niveaux de puissance très élevés sont atteints.



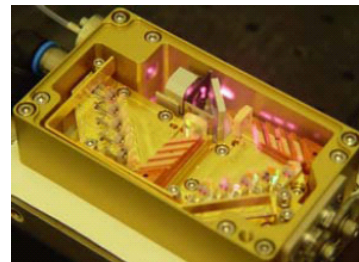
(a) Empilement vertical de barrettes grâce à une embase en escalier. Les contacts électriques sont relativement aisés à mettre en œuvre ainsi que la gestion thermique, tout en autorisant un facteur de remplissage élevé dans la direction verticale [Diehl 03].



(b) Technique des miroirs disposés en marches d'escalier pour symétriser la qualité de faisceau à des fins de couplage dans une fibre [Diehl 03].



(c) Échelonnement vertical de barrettes grâce à un miroir rayé (alternativement traité AR et HR) pour augmenter le facteur de remplissage. L'axe vertical se situe dans le plan de la figure [Ghasemi 12]. En insert : vue de face des faisceaux.



(d) Photographie d'un système laser industriel de la société Jenoptik [Schuöcker 14]. 10 émetteurs individuels sont empilés et couplés dans une fibre. Le système délivre 75 W avec un BPP de 7,5 mm.mrad.

FIGURE I.5: Exemple de techniques de combinaison spatiale incohérente.

Combinaison par polarisation

Le couplage par polarisation est une méthode de combinaison incohérente un peu particulière car elle permet d'augmenter la luminance du système laser. Il s'agit de combiner deux polarisations perpendiculaires avec un cube polariseur ou équivalent. Bien que cette technique soit intrinsèquement limitée, elle est très largement utilisée dans les systèmes industriels car elle permet de multiplier la luminance par deux assez simplement – généralement appliquée en fin de chaîne du système laser.

Fabricant	Puissance optique	BPP, <i>mm.mrad</i>	Paramètres de fibre	Luminance, <i>MW.cm⁻².sr⁻¹</i>
LUMICS (émetteur unique)	0,5 W	0,32	Ø 6 μm ; ON 0,1	50
Lumentum	140 W	7	Ø 105 μm ; ON 0,12	30
DILAS	1200 W	30	Ø 300 μm ; ON 0,22	14
Laserline	15000 W	200	Ø 2000 μm ; ON 0,22	4

TABLEAU I.3: Systèmes laser commerciaux basés sur des techniques de combinaison incohérente (d'après les sites web, mis à jour en mai 2016) avec la comparaison aux performances d'un émetteur unique monomode. La gamme spectrale considérée est entre 900 et 1000 nm.

2.2 Combinaison spectrale

2.2.1 Principe

La combinaison spectrale est la superposition de faisceaux laser à des longueurs d'onde distinctes. Celle-ci est généralement effectuée par l'utilisation d'éléments combineurs dispersifs, tels que des prismes ou des réseaux de diffraction. Le paramètre de faisceau final n'étant affecté que par la qualité de la superposition des faisceaux, la luminance est idéalement augmentée d'un facteur égal au nombre de longueurs d'onde N_λ superposées. Pour que cela fonctionne, il est indispensable que chacun des faisceaux laser possède une longueur d'onde fixe et connue, cela impose donc un contrôle du spectre d'émission laser.

On distingue deux approches de combinaison spectrale, en série ou en parallèle, caractérisées par l'élément combinant. La figure I.6 illustre ces deux approches. Généralement, l'approche en série est préférée pour la combinaison de lasers relativement éloignés spectralement ($\delta\lambda \gg 5 \text{ nm}$). L'approche en parallèle permet quant à elle la superposition dans une région spectrale réduite. Elle est plus généralement implémentée en cavité laser étendue, et permet notamment la combinaison des émetteurs d'une barrette. Quoi qu'il en soit, la luminance est augmentée toujours au prix d'un fort élargissement du spectre.

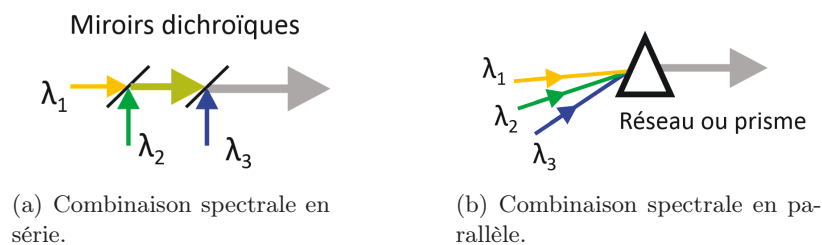


FIGURE I.6: Schéma de principe de la combinaison spectrale de trois longueurs d'onde à travers ses deux architectures : en série ou en parallèle.

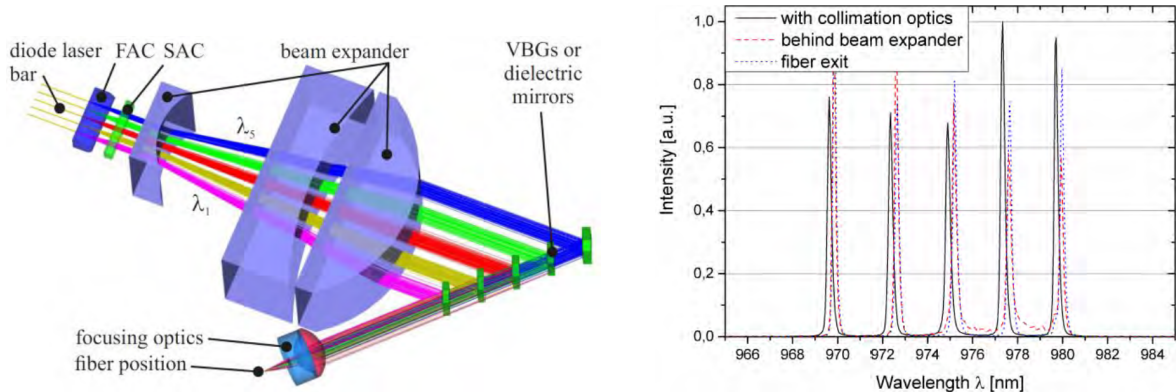
2.2.2 Mise en œuvre en série

La combinaison spectrale en série repose sur l'utilisation d'éléments dispersifs placés les uns à la suite des autres, afin d'ajouter de manière consécutive des longueurs d'onde supplémentaires.

Cette technique s'appuie principalement sur des filtres interférentiels dichroïques ou encore des réseaux de Bragg volumiques en tant qu'éléments combinants [Nosu 79]. Ces composants présentent une forte réflectivité sur une bande spectrale bien définie et une forte transmission au dehors. La combinaison spectrale en série est une approche très efficace pour un petit N_λ ; néanmoins l'extension à un grand nombre de faisceaux paraît délicate à cause du nombre d'éléments combinants mis en jeu.

L'approche en série de la combinaison spectrale est aujourd'hui utilisée couramment pour le multiplexage spectral large (*Coarse Wavelength Multiplexing*, CWM), où les longueurs d'onde combinées sont assez éloignées les unes des autres ($\delta\lambda \gg 5 \text{ nm}$), la contrainte sur les filtres spectraux devenant alors plus souple [Bachmann 07]. Köhler *et al.* démontrent ainsi un produit industriel basé sur 5 longueurs d'onde de 910 à 1060 nm délivrant 4 kW dans une fibre de 500 μm de diamètre (ouverte à 0,12) [Köhler 13].

On peut néanmoins citer une démarche récente réalisée au *Fraunhofer-Institut für Laser-technik* (ILT, Aix-la-Chapelle) et illustrée figure I.7, qui s'appuie sur l'utilisation de filtres présentant une transition très abrupte de moins de 1 nm ($\delta\lambda_{R=5 \rightarrow 95\%} \leq 1 \text{ nm}$) pour réduire la largeur spectrale finale [Witte 15a]. Cette technique mise en œuvre avec des diodes laser stabilisées en longueur d'onde (par réseau interne DFB) aboutit à la combinaison spectrale de 5 longueurs d'onde sur moins de 10 nm. On retrouve alors les contraintes de l'implantation en série dans une région spectrale réduite : la largeur spectrale de chaque faisceau doit être suffisamment faible devant la distance entre les faisceaux, les éléments combineurs très performants en termes de taux d'extinction, de réflectivité et de raideur et surtout, la longueur d'onde de chaque laser doit être finement contrôlée et stabilisée.



(a) Schéma du montage expérimental de combinaison spectrale d'une barrette de 5 émetteurs – chaque émetteur est stabilisée à une longueur d'onde bien particulière par réseau de Bragg interne.

(b) Spectre du faisceau combiné. On distingue les 5 longueurs d'ondes des 5 émetteurs.

FIGURE I.7: Exemple d'une combinaison spectrale dense en série d'une barrette de 5 émetteurs [Witte 15b].

2.2.3 Mise en œuvre en parallèle

La combinaison spectrale implémentée en parallèle permet de limiter le nombre d'éléments dispersifs, si bien qu'en règle générale un seul est suffisant. Les réseaux de diffraction sont majoritairement utilisés pour mettre en œuvre cette technique comme illustré sur la figure I.6(b). L'angle d'incidence de chaque faisceau doit être finement défini en fonction de sa longueur d'onde afin que l'ensemble des faisceaux diffractés par le réseau se superposent selon l'angle de réflexion r :

$$\sin i - \sin r = \frac{\lambda}{a}, \quad (\text{I.7})$$

où i est l'angle d'incidence et a le pas du réseau (dans le cas d'un réseau en réflexion).

La façon la plus répandue de mettre en œuvre cette configuration profite de l'auto-organisation d'une cavité étendue [Cook 99, Daneu 00]. Il s'agit d'introduire le réseau de diffraction dans la cavité laser, de manière à placer un miroir de sortie commun à tous les lasers. Le principe du montage est illustré sur la figure I.8. La lentille de Fourier transforme la position de chaque émetteur sur la barrette en un angle d'incidence sur le réseau et la longueur d'onde est imposée de manière spontanée pour assurer un fort retour par le miroir de sortie. Un avantage supplémentaire de cette approche en cavité est la possibilité d'augmenter la densité spectrale du nombre d'émetteurs (nombre d'émetteurs combinés dans une région spectrale donnée).

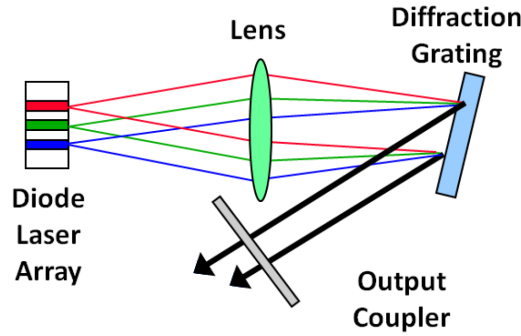


FIGURE I.8: Principe du montage de combinaison spectrale en parallèle avec un réseau de diffraction, mis en œuvre en cavité étendue afin de se dispenser de toute stabilisation individuelle interne à chaque émetteur : la cavité impose la stabilisation de la longueur d'onde, sa sortie constitue la voie combinée [Sanchez-Rubio 14].

L'approche en cavité étendue a été démontrée avec succès à plusieurs reprises en utilisant des diodes laser, notamment pour la combinaison d'une centaine d'émetteurs [Hamilton 04] atteignant des puissances optiques de plusieurs dizaines de Watts dans un faisceau limité par diffraction [Chann 05, Huang 07], et plusieurs centaines en faisceau multimode [Haas 15]. Dimensionnée pour des barrettes à une dimension, cette technique reste en principe pertinente à deux dimensions, par l'utilisation d'un jeu de réseaux croisés [Sanchez-Rubio 14]. La montée en puissance peut cependant rencontrer certaines limitations. Si l'on considère une barrette composée des mêmes émetteurs, la bande spectrale de gain limite le nombre d'émetteurs à combiner – l'augmentation de la distance focale permet de contrer cet effet au prix d'une perte de compacité du système.

Globalement, l'approche en parallèle de la combinaison spectrale permet de restreindre la bande spectrale finale du faisceau combiné, on parle souvent de multiplexage spectral dense (*Dense Wavelength Division Multiplexing*, DWDM) lorsque les longueurs d'onde voisines sont relativement proches ($\delta\lambda < 5 \text{ nm}$). De nombreux systèmes laser industriels se basent aujourd'hui sur l'association des deux approches de combinaison spectrale – DWDM et CWM – ainsi que sur des techniques incohérentes et du couplage par polarisation. Ces systèmes atteignent le régime kilowatt avec des performances améliorées chaque année. On peut notamment citer un produit de *Teradiode* avec des performances remarquables : 4 kW sont délivrés par leur système dans une fibre de diamètre $100 \mu\text{m}$ ($ON = 0,1$) représentant un BPP de 4 mm.mrad et finalement une luminance de $2,5 \text{ GW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ tout en conservant plus de 40% de conversion électrique-optique [Teradiode, Huang 16] – la largeur spectrale n'est quant à elle pas communiquée. Leurs systèmes sont basés sur la combinaison spectrale de modules de 500 W (CWM) utilisant eux-mêmes la combinaison spectrale dense de barrettes (DWDM).

2.3 Combinaison cohérente

2.3.1 Principe

Alors que toutes les techniques de combinaison précédentes reposent sur la superposition des faisceaux de manière à additionner les puissances optiques, la combinaison cohérente addi-

tionne directement les champs électromagnétiques des faisceaux laser. Cette addition – qui est l’interférence des champs – nécessite la cohérence mutuelle de ces derniers : c’est le principal enjeu de la technique. Les sources à combiner doivent ainsi présenter le même spectre optique, le même état de polarisation, idéalement une amplitude de champ similaire, mais surtout une relation de phase stationnaire. La figure d’interférences créée par la superposition des faisceaux dépend directement de leurs différences de phase ; ces dernières doivent ainsi être contrôlées afin d’obtenir les interférences constructives souhaitées.

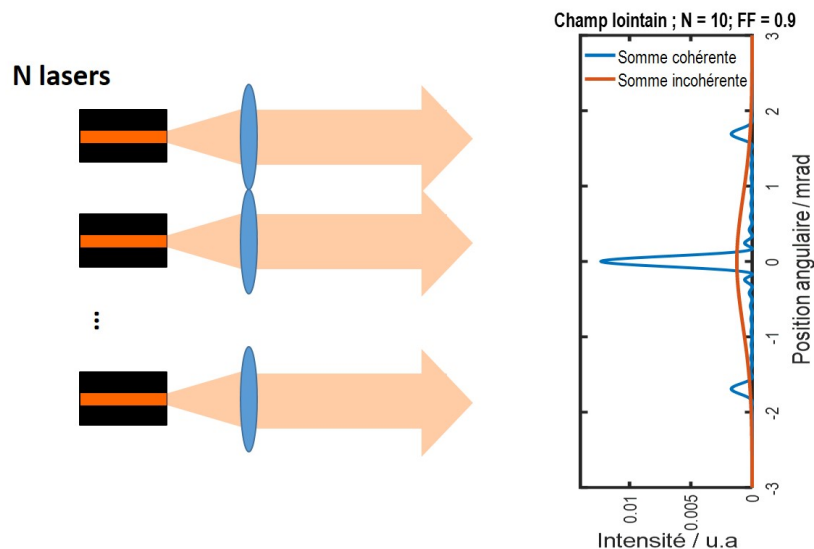


FIGURE I.9: Schéma de principe de la somme de N faisceaux laser en champ lointain, dans le cas où ils sont incohérents et cohérents. Dans le cas cohérent, on observe un phénomène d’interférence qui est à l’origine de la formation de pics d’intensité.

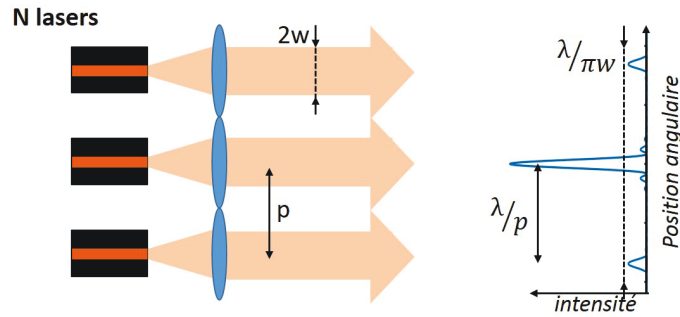
L’amélioration de la luminance est obtenue grâce au phénomène d’interférence. La figure I.9 illustre cet effet en comparant la somme cohérente et incohérente en champ lointain de N émetteurs. La somme cohérente forme un pic très intense, idéalement de luminance N fois plus élevée que la somme incohérente. La combinaison cohérente permet ainsi d’augmenter la puissance à paramètre de faisceau constant, c’est-à-dire sans dégrader la qualité spatiale, et donc finalement d’améliorer la luminance. Alors que l’augmentation du volume du milieu à gain dégrade la qualité de faisceau d’un émetteur – comme nous l’avons évoqué plus haut – la combinaison cohérente permet l’augmentation du volume du milieu à gain à travers son échantillonnage en différents émetteurs tout en conservant la bonne qualité spatiale de l’émission. L’amélioration de la luminance est ainsi réalisée par le biais de l’augmentation de la puissance disponible.

Historiquement, les travaux au sujet de l’augmentation de la luminance par combinaison furent concentrés sur la combinaison cohérente – utilisant des diodes laser ou des lasers $He:Ne$. Les résultats sont restés limités dans les années 1990, mais les différentes approches possibles étaient déjà analysées et expérimentées ; il existe d’excellentes revues sur le sujet [Goldobin 89, Leger 93, Chinn 93, Brignon 13]. Aujourd’hui ces différentes approches sont généralement classifiées en deux catégories, selon la méthode de contrôle de phase. On parle de méthode passive – la phase est auto-organisée par couplage optique – et de méthode active – la phase est contrôlée par une action extérieure (type électronique par exemple). Quoi qu’il en soit, ces deux approches nécessitent systématiquement la réalisation de deux objectifs : assurer la cohérence mutuelle des lasers, plus communément nommée la mise en phase, et réaliser la superposition cohérente des faisceaux par interférences. Dans la suite nous développerons en particulier ces deux points. Comme nous le verrons, certaines architectures permettent la réalisation des deux objectifs simultanément. Nous nous intéressons ici aux architectures employant

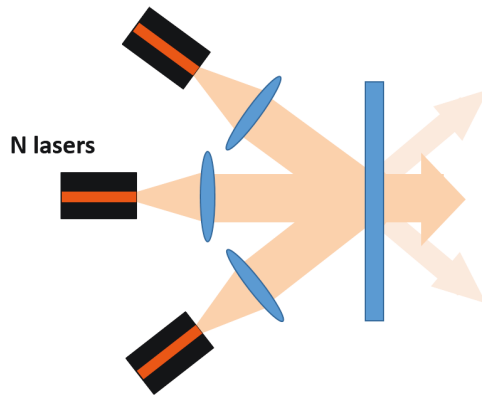
des diodes laser, nous verrons son application à d'autres types de sources dans la section 2.4.

2.3.2 Superposition cohérente

Dans la suite de cette section, on considère la superposition de faisceaux *par ailleurs mis en phase*. Les éléments émettent donc un rayonnement cohérent, c'est-à-dire avec une relation de phase stable. Dans ce cas, quelles sont les solutions pour les combiner de manière constructive et copropagative dans un faisceau mono-lobé ? Deux approches différentes s'offrent à nous : la combinaison en champ lointain (aussi appelée remplissage de pupille) et la combinaison en champ proche (ou encore superposition spatiale) dans un interféromètre. Ces deux approches sont schématisées sur la figure I.10. On peut ainsi voir la combinaison en champ proche comme une augmentation de la puissance optique par unité de surface, et la combinaison en champ lointain comme une augmentation de la puissance par unité d'angle solide.



(a) Combinaison en champ lointain (remplissage de pupille).



(b) Combinaison en champ proche (superposition spatiale).

FIGURE I.10: Illustration des deux approches de superposition cohérente.

Combinaison en champ lointain

La combinaison en champ lointain consiste à placer les faisceaux adjacents les uns aux autres en champ proche de telle sorte qu'ils partagent la même direction de propagation. Ces faisceaux étant cohérents, ils vont interférer en champ lointain, si bien que si l'on considère leur transformée de Fourier (i.e. leur champ lointain), on obtient un profil d'interférences présentant des franges contrastées correspondant aux directions d'interférences constructives (voir figure I.11). La largeur du champ lointain est celle du champ lointain d'un laser ($\propto \frac{1}{w_x}$) et la distance entre les pics est $\frac{\lambda}{p}$. Le nombre de pics obtenus est ainsi directement relié au facteur de remplissage $F = \frac{2w_x}{p}$ – il est d'autant plus faible que le facteur de remplissage est grand.

Dans le cas d'émetteurs en phase – avec une différence de phase nulle – on observe notamment un lobe central très intense. La combinaison en champ lointain vise ainsi à concentrer le maximum de puissance optique dans le lobe central ; l'efficacité de combinaison est le rapport entre la puissance contenue dans le lobe central et la puissance optique totale. Ainsi l'efficacité de combinaison est d'autant plus forte que le facteur de remplissage est proche de 1. On peut voir la combinaison en champ lointain comme la synthèse d'une onde plane par morceaux, et plus les morceaux remplissent l'ouverture, meilleure est l'efficacité du processus.

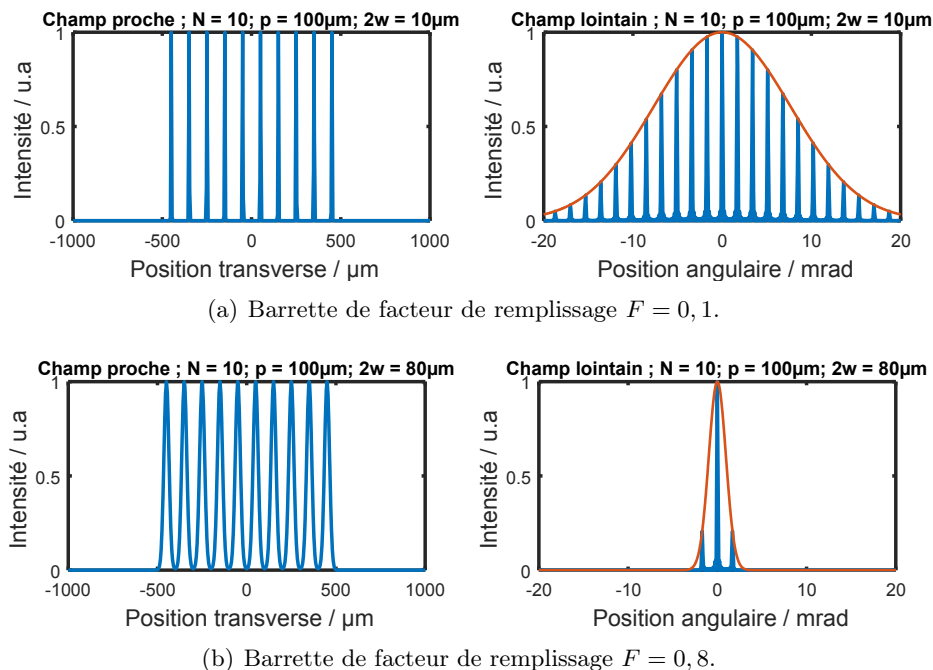


FIGURE I.11: Champ proche (gauche) et champ lointain (droite) d'une barrette de 10 émetteurs cohérents en phase, (a) sans optique de collimation $F = 0,1$, (b) avec collimation individuelle pour maximiser le remplissage, $F = 0,8$. Le diamètre de faisceau au col est pris à $\frac{1}{e^2}$ pour le calcul du facteur de remplissage. La courbe en rouge à droite montre le champ lointain d'un émetteur unique : sa largeur est identique au champ lointain de la barrette (le rapport d'intensité n'est pas conservé).

Afin d'assurer une efficacité de combinaison élevée il faut donc maximiser le facteur de remplissage. En pratique, cela est réalisé par la collimation individuelle des émetteurs : la largeur du champ lointain est alors réduite limitant le nombre de pics secondaires – cet effet est illustré sur la figure I.11. De manière générale, cette technique a l'avantage de la simplicité. Son principal inconvénient réside dans l'apparition de lobes latéraux dus aux espaces inévitables entre les faisceaux qui limitent l'efficacité de combinaison.

De manière expérimentale, la combinaison de faisceaux gaussiens ne peut atteindre une efficacité meilleure que 90% (voir figure I.12). En effet, même si F atteint 1, soit $2w_x = p$, l'intensité n'est pas homogène sur toute la pupille du fait du profil gaussien de chaque émetteur.

L'exemple expérimental de *Redmond et al.* met en avant les difficultés de cette méthode de superposition cohérente à être efficace. Les auteurs ont combiné en champ lointain un stack de 11 barrettes de 21 émetteurs (amplificateurs mis en phase par injection) – soit plus de 200 diodes [Redmond 11]. Ils tirent ici avantage du faisceau quasi-circulaire des structures SCOWL qui permet de collimater de manière individuelle les émetteurs du système, grâce à une matrice de microlentilles. Le profil d'intensité du stack en champ lointain est représenté sur la figure I.13(b). Le nombre de lobes latéraux dans la direction horizontale est assez restreint : la collimation individuelle permet de maximiser le facteur de remplissage. Néanmoins, on observe de nombreux lobes dans la direction verticale montrant que le facteur de remplissage est faible dans cette direction. Ce profil est témoin de l'asymétrie du stack d'émetteurs : l'espacement

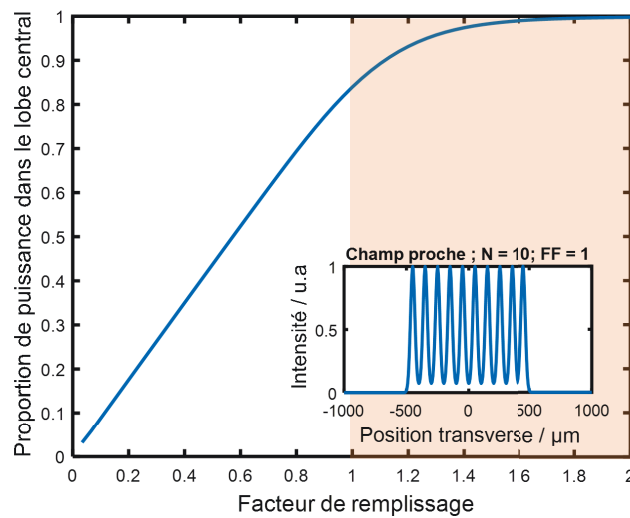


FIGURE I.12: Proportion de puissance dans le lobe central en champ lointain d'une barrette de 10 émetteurs cohérents en phase en fonction du facteur de remplissage F de la barrette. En insert, exemple de champs proche associé à $F = 1$. Le diamètre de faisceau au col est pris à $\frac{1}{e^2}$ pour le calcul du facteur de remplissage. La région marquée en orange est physiquement impossible à obtenir : $F > 1$ supposerait que les faisceaux se recouvrent spatialement tout en étant collimatés de manière individuelle.

horizontal entre les éléments sur une même barrette est plus faible que l'espacement vertical entre les barrettes – effectivement il faut y insérer les contacts thermiques et électroniques.

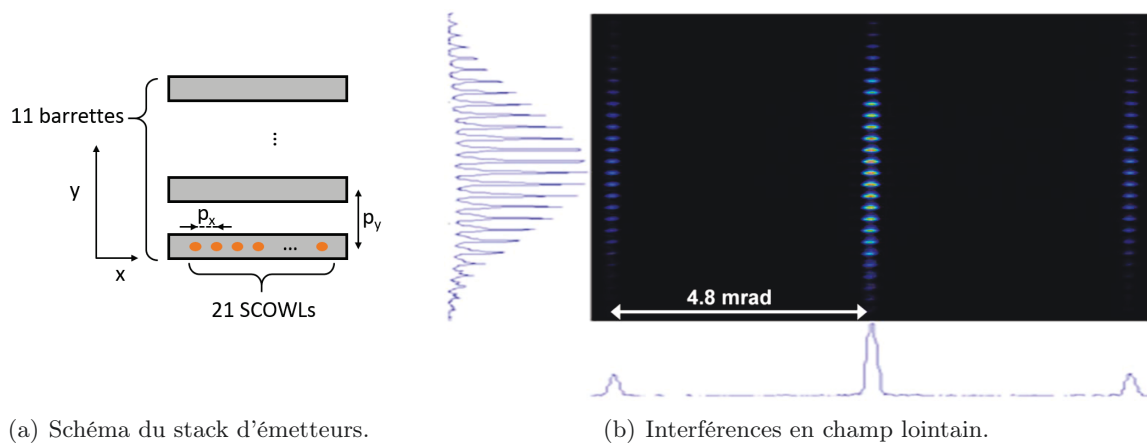


FIGURE I.13: Schéma du stack d'émetteurs dans le plan de la barrette (a) et superposition cohérente en champ lointain (b) [Redmond 11]. L'asymétrie du champ lointain reflète l'asymétrie du facteur de remplissage. La combinaison est relativement efficace selon l'axe horizontal (la majeure partie de la puissance optique se trouve dans le lobe central) mais très peu selon l'axe vertical (le faisceau présente de très nombreux lobes).

Combinaison en champ proche

La technique de combinaison en champ proche échappe à la limitation liée au facteur de remplissage en superposant les faisceaux en champ proche, dans un interféromètre. La superposition cohérente utilise un ou plusieurs éléments combinants, qui ne sont rien d'autre que des séparateurs de faisceaux (*beam-splitters*) utilisés en inverse. Les faisceaux sont ainsi superposés spatialement de façon à interférer constructivement en un faisceau combiné unique.

L'élément combinant le plus simple auquel on peut penser est une lame séparatrice 50/50 qui permet la combinaison de deux faisceaux : avec la bonne relation de phase incidente, une

voie de sortie correspond à l'interférence constructive des deux faisceaux et donc la puissance maximale, alors que la seconde correspond à l'interférence destructive et la puissance minimale. Cette architecture a été démontrée expérimentalement avec succès [Sabourdy 04, Bloom 10], apportant une efficacité de combinaison de l'ordre de 90%. L'extension à la combinaison de N émetteurs est possible en cascade les étages de superposition : on obtient ainsi une architecture en série.

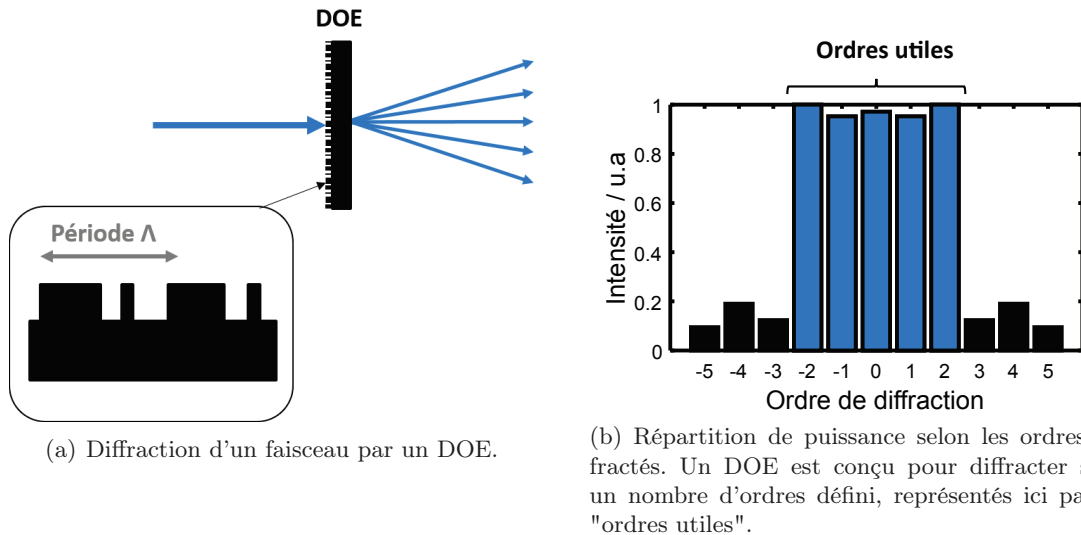


FIGURE I.14: Schéma de principe d'un réseau de phase ou élément diffractif optique (DOE) en tant que séparateur de $1 \rightarrow N$ faisceaux ($N = 5$ dans cet exemple).

Un autre moyen pour étendre la combinaison à N émetteurs est l'utilisation d'un réseau de phase, aussi appelé élément diffractif optique (DOE). Ce composant est conçu pour séparer un faisceau laser en N ordres de diffraction comme illustré sur la figure I.14. Par retour inverse de la lumière, ce composant peut aussi servir d'élément combinant N faisceaux, à condition que ces derniers possèdent les bonnes propriétés de phase. Ce type de composant optique a été utilisé dès la fin des années 1980 pour la combinaison de diodes laser par Leger *et al.* [Leger 86, Leger 87].

Le DOE présente de nombreux avantages pour la superposition cohérente, nous avons retenu son utilisation pour certaines de nos architectures expérimentales. Aussi nous présenterons une étude approfondie de ces composants ainsi que de leurs méthodes de conception dans le chapitre suivant, section 3 page 79.

2.3.3 Mise en phase

Dans la section précédente, nous avons considéré que le rayonnement des émetteurs était cohérent. Cependant, obtenir un rayonnement cohérent d'une barrette de diode est souvent l'étape la plus délicate. On parle de mise en phase ou encore de verrouillage de phase : il s'agit d'assurer la cohérence mutuelle des émetteurs. Celle-ci peut être garantie de plusieurs façons, nous présentons dans la suite les approches les plus répandues et l'état de l'art actuel. Nous nous intéressons particulièrement aux technologies basées sur l'utilisation d'une cavité dite "Talbot" ou d'une cavité interférométrique – nous étudierons expérimentalement ces deux approches dans les prochains chapitres.

(a) Solutions monolithiques

Une méthode assez directe pour induire un couplage optique entre les émetteurs d'une barrette consiste à les positionner suffisamment proches les uns des autres lors de la fabrication. Cette

technique s'appuie sur le couplage entre modes optiques adjacents, ce qui a pour effet de favoriser un fonctionnement cohérent de la barrette. Cette approche a déjà été mise en œuvre à plusieurs reprises [Botez 83]. Néanmoins le fonctionnement cohérent est généralement instable et ne résiste pas à la montée en puissance.

(b) Mise en phase par le biais d'une cavité étendue

L'utilisation d'une cavité étendue pour la mise en phase a fait ses preuves dans la littérature. Cette approche possède de nombreux avantages, notamment la possibilité séduisante d'un fonctionnement totalement passif. Examinons le principe général de fonctionnement d'une telle architecture, avant d'analyser comment cela est mis en œuvre en pratique.

Principe de la cavité étendue commune. La mise en phase d'une barrette de diodes en utilisant une cavité étendue revient à forcer le fonctionnement de cette cavité sur un mode cohérent de la barrette. La cavité étendue – généralement construite entre les facettes arrières et un miroir commun – est une cavité commune à tous les éléments (voir figure I.15). Le principe d'une telle cavité réside en un verrouillage de phase totalement passif des émetteurs grâce à l'auto-organisation de la cavité, à travers l'injection mutuelle des émetteurs et la discrimination positive du mode cohérent [Goldberg 87]. On parle d'auto-organisation lorsque le fonctionnement de la cavité est capable d'évoluer spontanément afin de maintenir la cohérence des émetteurs. Ceci nécessite un fonctionnement couplé des émetteurs, assuré par leur injection mutuelle et ainsi le partage des photons. La discrimination positive évoquée du fonctionnement cohérent est alors au détriment d'un fonctionnement individuel et incohérent des émetteurs. Finalement, lorsque le verrouillage de phase est assuré, tous les émetteurs se comportent comme un même milieu à gain, échantillonné spatialement en plusieurs parties.

Tout l'enjeu de la construction de ces cavités étendues consiste ainsi à introduire des pertes conséquentes pour le fonctionnement incohérent de la barrette, sans toutefois entraver le mode cohérent. La cavité laser fonctionnera spontanément sur le mode cohérent qui représente le minimum de pertes. Pour cela, on utilise les phénomènes d'interférences qui ont lieu uniquement si la barrette est cohérente avec la bonne relation de phase.

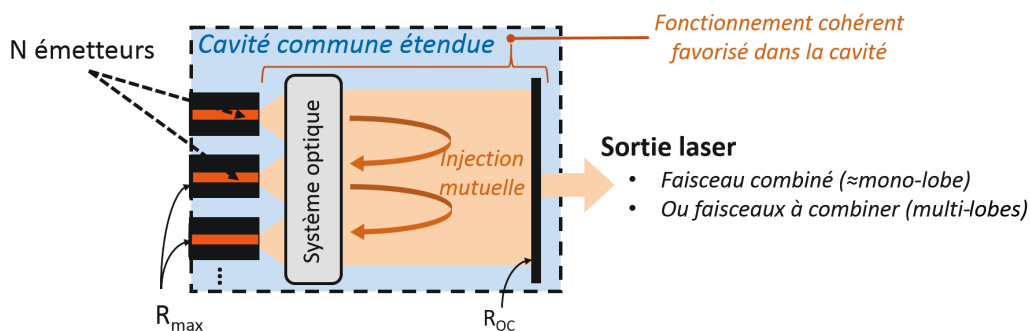


FIGURE I.15: Principe général d'une cavité étendue commune pour la mise en phase de plusieurs émetteurs. La cavité assure l'injection mutuelle entre émetteurs, favorise leur fonctionnement cohérent (par un minimum de perte). Sa vocation première est le verrouillage de phase, mais suivant l'architecture, la superposition cohérente peut y être réalisée également. De manière classique, elle est construite entre la face arrière des émetteurs (de haute réflectivité) et un coupleur de sortie de réflectivité notée R_{OC} .

Cavité étendue à filtrage angulaire. Le principe de ce type de cavité est basé sur la connaissance a priori du profil d'interférences en champ lointain de la barrette quand les émetteurs sont cohérents. Ce profil étant différent de celui en fonctionnement incohérent, on peut alors introduire un filtre dans la cavité afin de le favoriser.

Une méthode très courante dans la littérature consiste à placer un filtre en champ lointain des émetteurs (i.e. effectuer un filtrage angulaire). On utilise pour cela une lentille pour former l'image du champ lointain dans le plan de Fourier où un filtre est positionné. Uniquement les composantes angulaires souhaitées sont alors transmises par le filtre. Si on considère le cas d'une barrette dont les émetteurs sont cohérents et fonctionnent sur le mode *en phase* où deux émetteurs adjacents possèdent une différence de phase nulle, alors on observe un lobe central très intense en champ lointain – comme illustré précédemment sur la figure I.11(b). Un simple filtre en amplitude qui sélectionne le lobe central, comme une fente par exemple, favorisera le fonctionnement cohérent de la cavité [Philipp-Rutz 75, Rediker 85].

Des filtres plus complexes qu'une simple fente permettent d'améliorer la discrimination positive du mode cohérent tout en diminuant ses pertes [Wan 11]. Les meilleures performances en termes de luminance pour ces cavités à filtrage angulaire furent les travaux de *Barthelemy et al.* où une puissance de 580 mW dans un faisceau proche de la limite de diffraction ($M^2 = 1,25$) a été obtenue [Barthelemy 92] – la luminance atteint $L = 70 \text{ MW.cm}^2.\text{sr}^{-1}$, environ dix fois plus élevée qu'un des émetteurs utilisés pris individuellement.

Un cas particulier de filtrage en champ lointain est celui des cavités *auto-Fourier*. Il s'agit ici d'imager le champ lointain de la barrette après un aller-retour dans la cavité exactement au niveau des facettes des émetteurs. On utilise pour cela une lentille de focale f positionnée à une distance $\frac{f}{2}$ de la barrette, juste après laquelle est placé le coupleur de sortie – comme illustré sur la figure I.16(a). De cette manière, le champ optique réfléchi par le coupleur traverse de nouveau la lentille et le champ lointain de la barrette d'émetteurs est imagé au niveau de cette dernière. Pour qu'une oscillation laser puisse avoir lieu, il faut que le champ renvoyé après un aller-retour dans la cavité soit identique au champ proche de la barrette. Pour assurer ce recouvrement, le principe de la cavité se base sur le fait que la transformée de Fourier d'un peigne de gaussiennes dans une enveloppe gaussienne est également un peigne de gaussiennes dans une enveloppe gaussienne. Il s'agit de faire fonctionner le réseau de lasers selon un mode dit *auto-Fourier* [Corcoran 05a].

Il faut alors bien choisir les paramètres de la barrette (w_x et p) afin d'obtenir un recouvrement maximal. Aussi, la focale de la lentille doit être choisie de telle sorte que :

$$f = \frac{2p^2}{\lambda} \quad (\text{I.8})$$

Dans cette configuration, ce sont les émetteurs eux-mêmes qui jouent le rôle de filtre spatial dans la cavité. L'injection mutuelle est ainsi assurée par la cavité aussi bien que la discrimination positive du mode cohérent.

Une démonstration récente de mise en phase par cavité auto-Fourier avec une barrette de diode laser est fournie par [Corcoran 14], où jusqu'à 35 diodes émettent de façon cohérente. Les auteurs ont utilisé une barrette d'émetteurs monomodes à section droite, au pas de 270 μm . La longueur de cavité est de 47,5 mm : cette approche fournit un montage expérimental très compact. On remarque toutefois que la réflectivité du coupleur de sortie est relativement élevée (50%), cela signifie qu'un retour optique fort de la cavité est nécessaire pour favoriser le fonctionnement cohérent et implique que la moitié de la puissance est "perdue" pour la mise en phase (car non-extraite de la cavité). La cohérence mutuelle des émetteurs est évaluée à partir du profil d'interférences en champ lointain de la barrette (figure I.16(b)) : sa valeur est mesurée à 85% pour 3 émetteurs dans la cavité, décroît à 58% pour 15 émetteurs et reste finalement constante jusqu'à 35 émetteurs (voir figure I.16(c)) – cet effet met en avant la difficulté de la mise en phase d'un grand nombre d'émetteurs. Le type de barrette utilisé peut émettre jusqu'à 20 W, mais il semble que les mesures de cohérence aient été effectuées près du seuil laser, ce qui laisse supposer que la cohérence se dégrade par la suite, limitant l'extraction de puissance. L'avantage de ce type de cavité est finalement sa grande compacité en plus de son caractère totalement passif, auto-organisé ; toutefois le profil du faisceau extrait de la cavité n'est pas

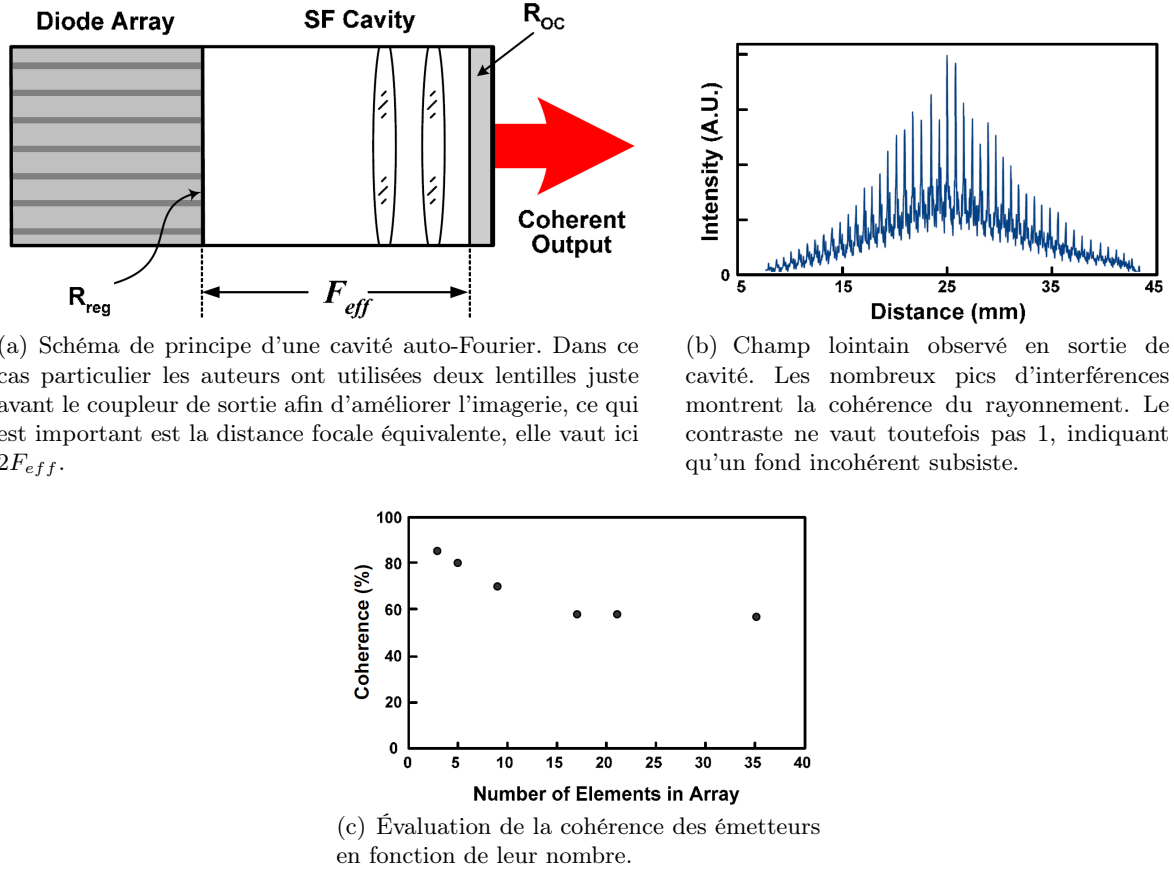


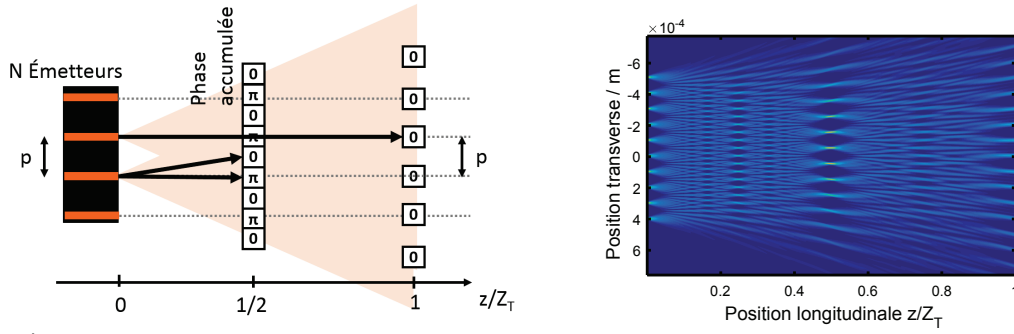
FIGURE I.16: Exemple de la mise en phase des émetteurs d'une barrette par l'utilisation d'une cavité étendue auto-Fourier [Corcoran 14].

mono-lobe (voir figure I.16(b)) et nécessiterait une mise en forme supplémentaire pour être exploité.

Cavité étendue à filtrage spatial : la cavité Talbot. Un autre type de cavité étendue à filtrage spatial couramment utilisé se base sur la connaissance a priori du profil d'interférences en champ proche, c'est le cas de la cavité dite à *effet Talbot*. Cette cavité tire bénéfice du phénomène intrinsèque d'auto-imagerie d'un peigne de N sources cohérentes en champ proche : mis en évidence en 1836 par *H. F. Talbot*, il s'agit d'un effet purement diffractif [Talbot 36]. La périodicité du peigne de sources cohérentes induit une périodicité dans la direction de propagation z : le champ optique en $z = 0$ se reproduit identique à lui même à un multiple d'une distance de propagation spécifique Z_T , appelée *distance Talbot*. Cette distance dépend directement de la période des sources dans le plan $z = 0$, on peut l'exprimer en fonction de la longueur d'onde comme [Rayleigh 81] :

$$Z_T = \frac{2p^2}{\lambda} \quad (I.9)$$

Un champ optique périodique peut être décomposé en un ensemble d'ondes planes se propageant à des angles d'incidence discrets (voir figure I.17(a)). La distance de propagation qui correspond à une différence de phase de 2π entre l'onde plane sur l'axe et la première onde plane hors axe correspond à des multiples entiers de 2π pour les ondes planes d'ordre plus élevé. Le champ optique résultant à cette distance de propagation est alors composé d'ondes planes possédant exactement la même phase que dans le plan initial, il en résulte une distribution identique de l'intensité lumineuse – comme illustré sur la figure I.17(b).



(a) À des distances spécifiques (fractions de la distance Talbot Z_T), la phase accumulée par les rayons lumineux est nulle ou vaut π modulo 2π (notée "0" et " π " respectivement). Ces distances caractéristiques vont ainsi présenter des pics d'interférences si les N émetteurs sont cohérents.

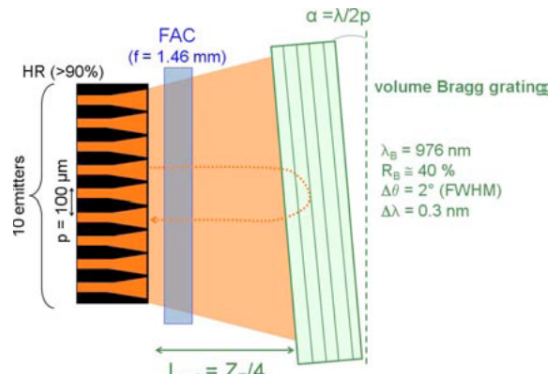
(b) Illustration de la propagation de 10 émetteurs cohérents au pas de $p = 100 \mu\text{m}$, tous en phase (différences de phase nulle). On remarque bien la formation de pics d'intensité aux distances caractéristiques $z = \frac{Z_T}{2}$ et $z = Z_T$. En particulier, les images sont décalées dans le plan transverse de $\Delta x = \frac{p}{2}$ à la distance $z = \frac{Z_T}{2}$.

FIGURE I.17: Illustrations de l'effet Talbot.

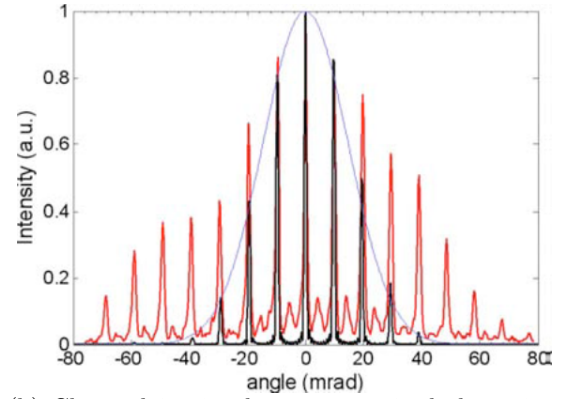
Ce phénomène est généralisable à tout type de source périodique cohérente et en particulier aux barrettes de diodes laser. Une cavité Talbot utilise ainsi ce phénomène d'auto-imagerie pour forcer le fonctionnement cohérent de la barrette en plaçant le coupleur de sortie de telle sorte que la distance parcourue sur un aller-retour soit égale à Z_T . Le champ réfléchi par la cavité présente alors des pics d'intensité au niveau des facettes des émetteurs : le fonctionnement cohérent de la barrette est celui qui possède le moins de pertes à travers la cavité étendue. Ces pics d'intensité sont la résultante des interférences constructives entre les champs issus de chaque émetteur, on assure ainsi une injection mutuelle entre les diodes.

En pratique, deux modes cohérents fournissent le même profil d'intensité à la distance Z_T : le mode en phase (même phase pour tous les émetteurs) et le mode hors phase (émetteurs adjacents déphasés de π). Pour éviter toute compétition entre ces deux modes qui rendrait la cavité instable, une technique courante est de profiter de la différence de profil d'interférences aux fractions de la distance Talbot $\frac{Z_T}{n}$. Notamment, à $\frac{Z_T}{2}$ les pics d'interférences constructives de période p sont décalés dans le plan transverse de $\frac{p}{2}$ pour le mode en phase. Construire une cavité dont l'aller-retour vaut $\frac{Z_T}{2}$ avec un miroir incliné permet ainsi de compenser le décalage transverse $\frac{p}{2}$, les images sont alors centrées sur les émetteurs. Le mode en phase est ainsi favorisé tout en fournissant une discrimination maximale pour le mode hors phase.

De nombreux travaux démontrent avec succès l'utilisation d'une cavité Talbot pour la mise en phase d'une barrette de diodes dès les années 1990 [Leger 89, Waarts 91, Apollonov 98]. Plus récemment, cette architecture a été mise en œuvre avec un réseau de Bragg volumique (VBG) comme coupleur de sortie permettant une stabilisation de la longueur d'onde autour de 976 nm [Paboeuf 08] – il s'agit de recherches menées au laboratoire, précédant mes travaux de thèse. Le schéma de la cavité est proposé en figure I.18(a). La barrette de diodes utilisée est composée de 10 émetteurs à section évasée à guidage par l'indice, au pas de $100 \mu\text{m}$. La distance Talbot vaut alors 20 mm et la longueur de cavité est de 5 mm afin de sélectionner le mode en phase. La puissance extraite atteint $1,7 \text{ W}$ et le profil du champ lointain de la barrette est illustré sur la figure I.18(b). L'extraction de puissance est dans ce cas limitée par l'apparition d'une saturation thermique mais reste comparable à celle extraite en fonctionnement libre, ce qui montre que la cavité extrait le maximum de puissance disponible de la barrette. Ce type de cavité présente une nouvelle fois l'avantage d'une grande compacité. Cette architecture est adaptée à des barrettes à petit pas ($p \approx 100 \mu\text{m}$) pour lesquelles la distance Talbot est faible : le recouvrement du champ après un aller-retour s'en trouve amélioré.



(a) Schéma de la cavité Talbot, composée d'une barrette de 10 émetteurs, d'une optique de collimation (FAC) dans l'axe perpendiculaire au plan de la figure, et d'un réseau de Bragg en tant que coupleur de sortie de la cavité.



(b) Champ lointain obtenu en sortie de la cavité Talbot. En noir, le profil d'intensité théorique ; en rouge, le profil expérimental.

FIGURE I.18: Illustration de la mise en phase d'une barrette par cavité Talbot [Paboeuf 08].

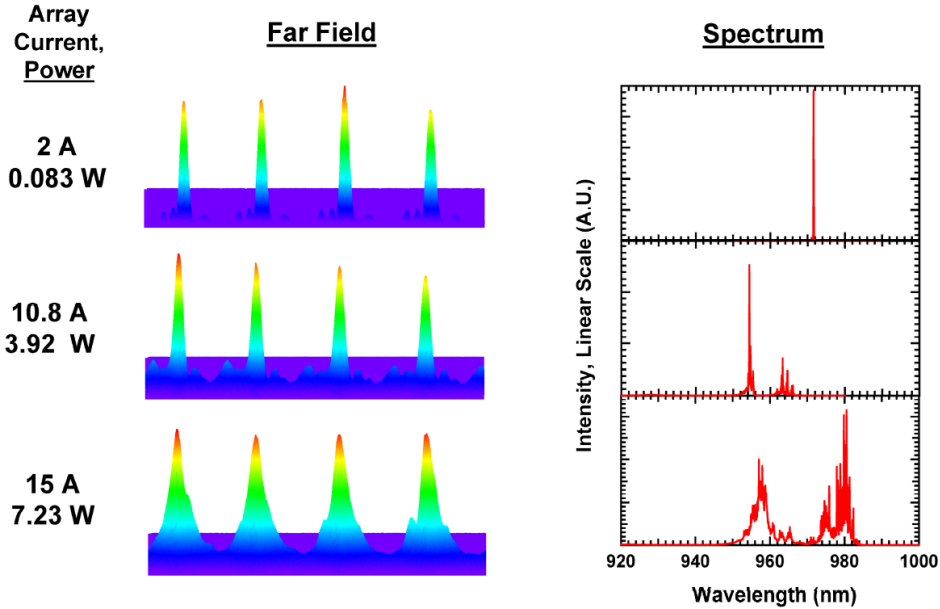


FIGURE I.19: Profil en champ lointain (gauche) et spectre laser (droite), en fonction de la puissance extraite de la cavité Talbot appliquée à une barrette de SCOWL [Huang 09]. On observe une dégradation de la visibilité du profil en champ lointain ainsi qu'un élargissement des pics d'interférences, ce qui traduit la dégradation de la proportion de puissance cohérente en fonction de la puissance extraite. Le spectre s'élargit à fort courant, mais reste identique pour tous les émetteurs.

L'équipe du MIT a également utilisé une cavité étendue Talbot pour la mise en phase d'une barrette de 10 émetteurs SCOWL au pas de $100 \mu\text{m}$ [Huang 09]. La longueur de cavité est comme précédemment de 5 mm afin de sélectionner le mode en phase. Dans une cavité Talbot, le couplage entre les émetteurs est directement relié à la divergence de chacun, on peut ainsi montrer que le nombre d'émetteurs adjacents couplés N_c est de l'ordre de $\frac{1}{F}$ où F est le facteur de remplissage [Leger 93]. Huang *et al.* ont étudié deux architectures de cavité étendue avec des facteurs de remplissage différents. Dans le premier cas, une matrice linéaire de microlentilles est utilisée pour la collimation. Les faisceaux ont alors une divergence réduite ce qui induit un recouvrement plus faible après un aller-retour dans la cavité. Dans ce cas, $F = 0,3$ soit $N_c \approx 3$, on a donc un couplage local des émetteurs de la barrette ; une puissance de 2 W

est extraite de la cavité. Dans le second cas, le facteur de remplissage est de $F = 0,05$ soit $N_c \approx 20$: on obtient un couplage global des émetteurs. Dans cette dernière configuration, plus de 7 W sont extraits de la cavité. La cavité Talbot est ainsi adaptée à des barrettes dont le pas est faible, mais également optimale lorsque le facteur de remplissage est faible également – le couplage entre émetteur s’en trouve maximisé. Néanmoins, lors de la montée en puissance la finesse du profil en champ lointain ainsi que sa visibilité se dégradent (voir figure I.19), mettant en évidence la diminution de la proportion de puissance dans le mode cohérent. Les auteurs attribuent ce résultat à l’apparition d’effets laser parasites dus aux traitements AR insuffisants sur les facettes – il s’agit d’une difficulté typique de la mise en phase en cavité étendue.

Une autre utilisation intéressante de l’effet Talbot a été montrée par *Liu et al.* avec une barrette de 49 émetteurs à section large (multimodes en fonctionnement libre) dans une cavité originale forçant un fonctionnement monomode transverse des émetteurs, avec de plus stabilisation en longueur d’onde [Liu 08]. La cavité est représentée figure I.20. Les émetteurs ont une dimension de $2w_x = 100\mu\text{m}$ à un pas de $200\mu\text{m}$. Un dièdre placé devant la barrette de lasers sépare le faisceau en deux parties : vers le haut du schéma est construite la cavité étendue, la partie basse représente quant à elle la sortie laser. Le mode laser oscillant sur la cavité étendue effectue alors un trajet optique en forme de V à l’intérieur du milieu à gain qui maximise le recouvrement : l’émission monomode est favorisée. La cavité étendue est construite entre la facette avant des émetteurs et le réseau de diffraction placé en position Littrow. Elle est composée d’un système afocal ré-imageant le plan de la barrette à une fraction de distance Talbot du réseau. Étant donné la grande largeur de la barrette ($49 \times p \simeq 10\text{ mm}$), les auteurs observent un fort effet de *smile* – une courbure verticale de la position des émetteurs dans le plan de la barrette. Le rôle du système afocal est en outre de réduire cet effet lors de l’imagerie par effet Talbot. Finalement, la puissance extraite atteint 9 W à 50 A avec une visibilité du profil en champ lointain supérieure à 80%. L’utilisation d’un second réseau de diffraction dans une deuxième version de cette architecture a permis de maintenir une émission cohérente à plus fort courant [Liu 10], et d’extraire une puissance de $12,8\text{ W}$ à 60 A .

Un des avantages de cette cavité étendue pour la mise en phase est la possibilité d’atteindre une forte efficacité de conversion électrique-optique. En effet, cette configuration autorise un coupleur de sortie à très faible réflectivité (ici la facette avant des diodes) étant donné que la partie étendue – dédiée à la mise en phase – réinjecte la totalité du faisceau dans la barrette (partie haute du schéma). On obtient ainsi une réflectivité effective maximale de la cavité étendue tout en permettant une forte extraction de puissance : c’est un avantage majeur de cette architecture. A contrario, dans les deux exemples précédents de cavité Talbot (figure I.18(a), [Paboeuf 08, Huang 09]), le coupleur de sortie réalise également le rôle de réflecteur pour la mise en phase : il faut dans ce cas trouver un compromis entre forte transmission pour l’extraction de puissance et forte réflexion pour une discrimination positive efficace du mode cohérent. L’avantage de séparer les fonctions de réflecteur pour la cavité et coupleur de sortie efface ce compromis, alors une extraction efficace de puissance est possible tout en favorisant au maximum le mode cohérent. Pour illustrer cet avantage, les paramètres de la cavité en V ont été améliorés dans une version à 10 émetteurs en vue de maximiser cette conversion [Liu 13]. Les auteurs ont ainsi atteint près de 20% *PCE* (*Power Conversion Efficiency*) représentant $4,7\text{ W}$ extraits, où le lobe central du champ lointain représente 1,6 fois la limite de diffraction – 20% de conversion électrique-optique représentent aujourd’hui les systèmes de combinaison cohérente de diodes laser les plus efficaces.

Finalement, l’avantage majeur des cavités Talbot réside en un verrouillage de phase des émetteurs totalement passif grâce à l’auto-organisation de la cavité, à travers l’injection mutuelle des émetteurs et la discrimination positive du mode cohérent en phase – le tout dans une solution simple et qui peut se montrer très compacte. Pour cette raison, les cavités Talbot restent très étudiées aujourd’hui pour la combinaison cohérente de lasers. Un désavantage est cependant le niveau de pertes relativement élevé de ce type de cavité, à cause de la diffraction.

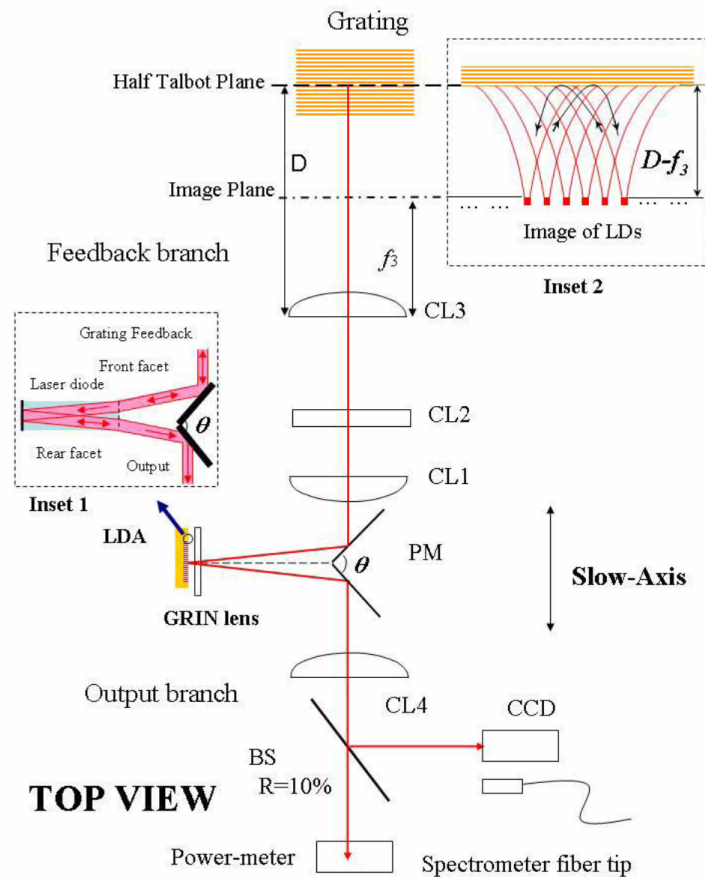


FIGURE I.20: Cavité étendue utilisée proposée par *Liu et al.* utilisant l'effet Talbot [Liu 13].

Des architectures modifiées sont proposées afin de réduire les pertes intra-cavité [Corcoran 15].

Néanmoins, de nombreuses applications nécessitent un faisceau laser mono-lobe. Il reste difficile d'évaluer, dans la majorité de ces exemples issus de la littérature, la puissance réellement utile : il faut estimer la proportion du rayonnement cohérent, la proportion de puissance dans le lobe central dans le cas d'une combinaison en champ lointain, ou évaluer la possibilité d'une superposition cohérente à l'aide d'un élément combinant (type DOE), et dans ce cas l'efficacité de combinaison associée.

Cavité étendue interférométrique. Les cavités dites interférométriques se basent sur la superposition en champ proche des émetteurs à l'aide d'un élément combinant, comme vu dans la section 2.3.2 précédente ; on utilise ainsi des éléments combinants tels que lames séparatrices ou DOE intra-cavité. La figure I.21 illustre ce principe, avec l'exemple d'une cavité construite à l'aide d'une lame séparatrice – on parle couramment de *cavité Michelson* – et une cavité avec DOE. Installées sur la face avant des émetteurs, ces cavités réalisent à la fois mise en phase et superposition cohérente : le faisceau obtenu en sortie est mono-lobe, contrairement aux cavités Talbot ou auto-Fourier.

L'injection mutuelle des émetteurs est explicite en suivant le trajet optique du faisceau réfléchi sur le coupleur de sortie. Dans ce sens, les éléments intra-cavité agissent comme des séparateurs afin de réinjecter le rayonnement dans chaque émetteur. Dans le sens opposé, les éléments agissent en combineurs, combinaison qui a lieu uniquement s'il y a interférences constructives entre les faisceaux : de cette manière la cavité discrimine positivement le mode cohérent de la barrette de diodes. Un seul et unique mode cohérent – profil spatial et phases des

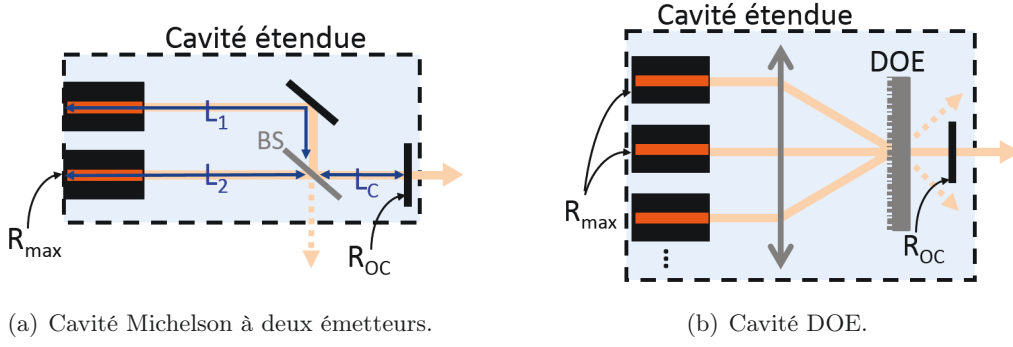


FIGURE I.21: Schéma de principe de deux types de cavités interférométriques. Les longueurs caractéristiques de ces cavités sont celles des "bras interférométriques", c'est-à-dire depuis chaque miroir jusqu'à l'élément combineur intra-cavité (BS : lame séparatrice 50/50, DOE : élément diffractif optique) ; elles sont notées sur le schéma (a) L_1 et L_2 . L_C représente la longueur du bras commun.

émetteurs – peut théoriquement exister dans la cavité étendue, celui dont les phases relatives des émetteurs permettent les interférences constructives. Les autres voies des éléments combinants – marquées en pointillés sur les schémas I.21 – constituent des voies de pertes dans la cavité. Ces pertes sont minimisées quand la cavité fonctionne sur le mode cohérent, et maximales lorsque les éléments sont incohérents.

Une première démonstration de l'utilisation d'un DOE intra-cavité a été fournie par *Leger et al.* [Leger 86, Leger 87], avec un réseau de phase binaire démontrant des efficacité de combinaison de 70 à 80%. Le montage de la cavité est similaire au schéma I.21(b). Les auteurs montrent que les phases relatives des 6 diodes sont verrouillées sur un état procurant la meilleure combinaison sur le DOE : il s'agit du *super-mode* de la cavité étendue.

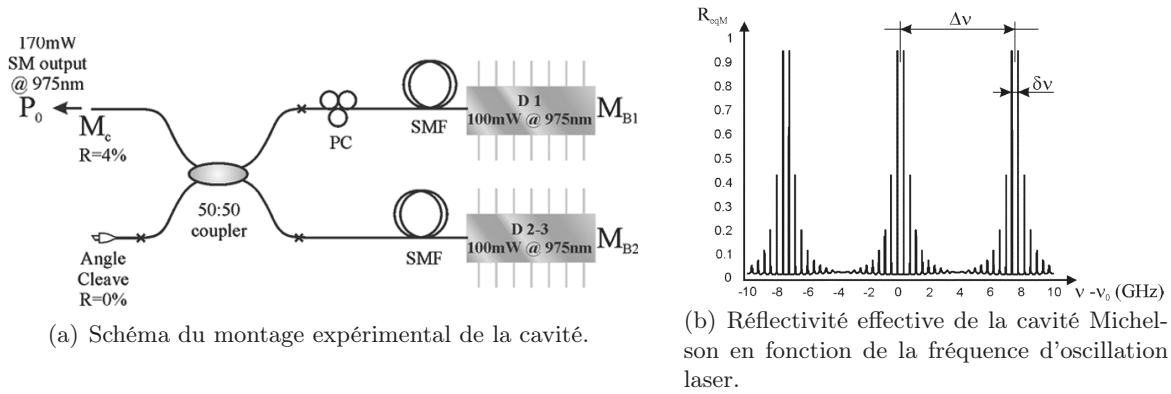


FIGURE I.22: Mise en phase et superposition de deux émetteurs dans une cavité Michelson fibrée [Sabourdy 04].

Un élément très important lorsqu'on aborde ces cavités interférométriques est la notion de mode résonant. Nous y reviendrons en détail dans le chapitre suivant, mais il est nécessaire de l'évoquer maintenant afin de bien comprendre le fonctionnement d'une telle architecture. Cette notion a notamment été étudiée par *Sabourdy et al.* à travers la combinaison cohérente de deux diodes dans une architecture fibrée utilisant un séparateur 50/50 [Sabourdy 04] – une cavité Michelson. Le schéma de la cavité est représenté sur la figure I.22(a). La cavité est construite entre les miroirs M_{B1} , M_{B2} et M_C : on peut ainsi voir cette cavité laser comme un interféromètre à trois miroirs. Alors, l'oscillation laser doit être résonante avec la cavité "globale" de longueur $L_{tot} = \frac{1}{2}(L_1 + L_2 + 2L_C)$ et d'intervalle spectral libre (ISL) $\delta\nu = \frac{c}{2L_{tot}}$, mais aussi avec sa partie "interférométrique" définie par $\Delta L = |L_1 - L_2|$ et d'ISL $\Delta\nu = \frac{c}{2\Delta L}$. La combinaison de ces deux peignes de modes est illustrée sur la figure I.22(b). La cavité

doit finalement être pensée afin d'assurer la présence d'au moins un mode résonant dans la bande de gain du semi-conducteur. En pratique cette condition n'est pas suffisante du fait des variations de longueur ou d'indice optique qui apparaissent lors de variations de température ou de courant, ou simplement de variations mécaniques. La cavité devient alors d'autant plus stable qu'elle peut ajuster la fréquence d'opération pour contrer ces variations, c'est-à-dire lorsque de nombreux modes résonants sont possibles : il s'agit du comportement "auto-organisé" évoqué plus haut – nous reviendrons en détail sur ce point dans le chapitre suivant. *Sabourdy et al.* ont ainsi constaté une efficacité de combinaison de 85%, limitée notamment par la présence de sous-cavités laser créées par effet Fabry-Perot entre les deux facettes des émetteurs, et apportant une condition de résonance supplémentaire – une fois de plus la nécessité de supprimer tout effet laser parasite par un bon traitement AR est mise en évidence.

Une cavité Michelson a plus récemment été appliquée à des lasers à cascade quantique [Bloom 10] émettant à $4,65\ \mu\text{m}$. Cette étude démontre la combinaison cohérente passive de deux lasers, qui a été étendue par la suite à cinq lasers grâce à une cavité DOE, basée sur un réseau de phase binaire [Bloom 11]. De nouveau, une attention particulière a été portée sur le comportement auto-organisé de la cavité étendue.

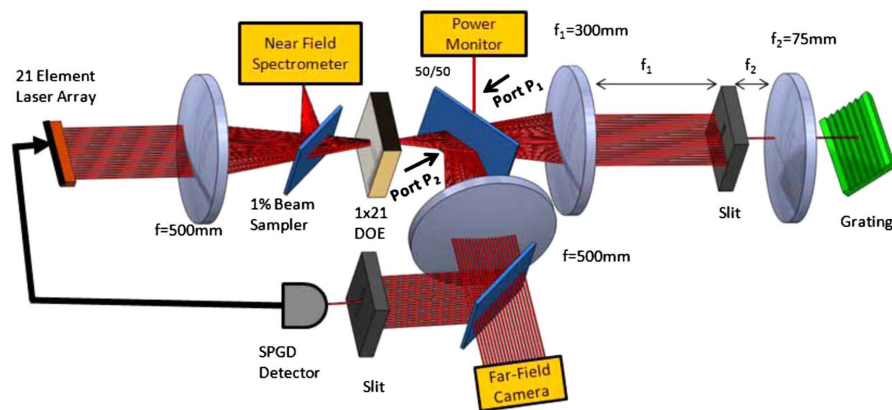


FIGURE I.23: Schéma du montage expérimental d'une cavité DOE construite entre la face arrière des 21 émetteurs et le réseau de diffraction [Montoya 12]. La boucle de rétroaction active est schématisée par la flèche noire depuis le détecteur à la barrette d'émetteurs.

Concernant les cavités DOE, une architecture légèrement différente du montage illustré figure I.21(b) a été proposée par *Montoya et al.* dans laquelle un réseau de diffraction est introduit afin de sélectionner la longueur d'onde [Montoya 12]. La cavité – illustrée sur la figure I.23 – est construite entre la face arrière des 21 émetteurs SCOWL (monomodes) et fermée par le réseau de diffraction ; la sortie se fait grâce à une lame 50/50 positionnée après le DOE, sur la voie combinée. La longueur des bras – entre chaque émetteur et le DOE – constitue la partie interférométrique de la cavité comme considérée dans l'exemple précédent en cavité Michelson. Ces longueurs sont par construction égales, cela implique que les modes résonants de la cavité sont très éloignés, voire inexistant dans la bande spectrale de gain : le comportement auto-organisé pour trouver un fonctionnement en phase est ainsi fortement désavantagé. Les auteurs observent en effet une efficacité de combinaison de 5%, ce qui montre que la cavité ne fonctionne pas sur son super-mode cohérent. La solution apportée par *Montoya et al.* est d'appliquer une boucle de rétroaction électronique sur le courant des émetteurs afin de trouver le bon état de phase. La modification des courants de chaque émetteur conduit à une modification de longueur des bras via la variation d'indice optique dans le milieu semi-conducteur. La puissance combinée est alors maximisée lorsque les bonnes longueurs sont trouvées – c'est-à-dire lorsque les peignes de modes des sous-cavités s'alignent de façon à autoriser un mode résonant dans la cavité. Les auteurs estiment l'efficacité à 81%, limitée par l'efficacité théorique du DOE (90%), les erreurs de pointé des éléments et autres problèmes d'aberrations et d'alignements. Ils observent également qu'en fixant les courants des émetteurs aux valeurs trouvées après optimisation, la

puissance combinée reste stable sur plus d'une heure de manière totalement passive. Cela montre qu'une fois les longueurs de bras ajustées, le contrôle actif n'est plus nécessaire pour obtenir une combinaison efficace grâce au faible bruit de phase des émetteurs de la barrette. La cavité DOE n'est ici pas optimisée pour l'extraction de puissance – 1 W combiné est extrait – mais plutôt pour procurer beaucoup de voies de diagnostics, afin d'étudier les caractéristiques de la combinaison.

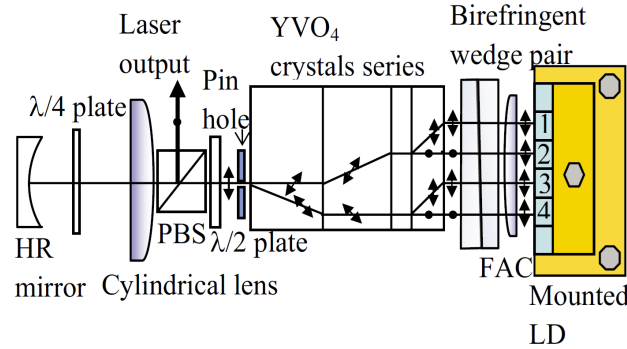


FIGURE I.24: Schéma du montage d'une cavité Michelson à 4 émetteurs monomodes [Ng 09]. Les éléments combineurs sont des cristaux biréfringents en série. Les états de polarisation sont indiqués par les petites flèches (l'état à 45° est représenté par une flèche de travers).

On peut citer également une autre architecture proposée par *Phua et al.* qui peut être comparée à une cavité Michelson à N bras [Phua 06, Purnawirman 11]. Il s'agit d'une cavité interférométrique basée non plus sur des lames séparatrices simples, mais sur des séparateurs de polarisation (voir figure I.24) ; le principe reste néanmoins similaire. Une puissance de 1 W proche de la limite de diffraction est ainsi obtenue par combinaison de 4 diodes laser monomodes [Ng 09].

Dans ces exemples issus de la littérature, le coupleur de sortie de la cavité se situe sur la voie combinée, où tous les faisceaux sont superposés constructivement. La cavité étendue joue le double rôle de mise en phase et de superposition cohérente : on obtient en sortie un faisceau unique et mono-lobé.

Analyses et limitations de la cavité étendue. Dans les différents exemples présentés précédemment, le caractère passif de la mise en phase par une cavité étendue – via son comportement auto-organisé – est très attractif. On comprend que son application à un grand nombre d'émetteurs devient toutefois délicate par la difficulté de trouver un mode résonant dans la cavité. Des modèles théoriques basés sur le principe de la *cavité froide* permettent de rendre compte de cet effet. Dans ce type de modèle, uniquement les trajets optiques de la cavité hors de tout processus d'amplification sont considérés, on néglige tout effet de gain ou effet non-linéaire [Khajavikhan 13]. L'application de ces modèles [Corcoran 92, Siegman 04, Kouznetsov 05] prédit une décroissance exponentielle de la probabilité de trouver un mode résonant pour chaque émetteur ajouté. Ainsi l'efficacité maximale pour 12 émetteurs est prédite autour de 60% pour des longueurs de bras de l'ordre de la dizaine de mètres : une faible efficacité pour un encombrement maximal. L'efficacité du système chute rapidement avec le nombre d'émetteurs, et diminue d'autant plus que la longueur des bras est faible – ce qui est très souvent le cas dans les cavités étendues mises en œuvre avec des diodes laser. En réalité, ces modèles sont statistiques et ne prennent pas en compte les effets de gain ou autres effets non-linéaires, ou encore des "designs" spécifiques de cavité ; ces effets agissent pourtant de manière positive sur la mise en phase [Jeux 12a, Chiang 15]. Néanmoins l'extension à un grand nombre de diodes semble assez limitée en fonctionnement passif, le record actuel est en cavité auto-Fourier avec 35 émetteurs [Corcoran 14] (figure I.16) et une cohérence estimée à 57%. Le contrôle actif permet toutefois de trouver le bon point de fonctionnement de

la cavité tout en garantissant un fonctionnement passif par la suite [Montoya 12] (figure I.23), l'augmentation du nombre d'émetteurs est alors envisageable. *Montoya et al.* démontrent une efficacité de combinaison de 81%, ce qui suppose une cohérence mutuelle des 21 émetteurs proche de 100%. C'est également ce qui fut démontré auparavant par *Sanders et al.* pour la combinaison en cavité Talbot de 144 VCSEL : une boucle d'asservissement de la phase était mise en œuvre grâce à une matrice de cristaux liquides [Sanders 94].

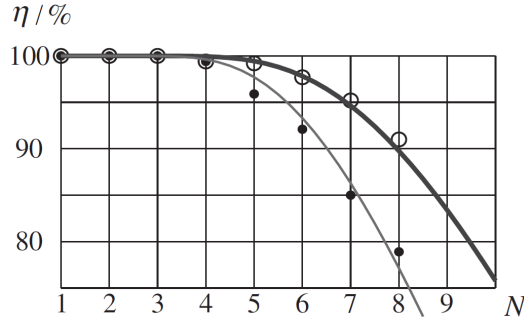


FIGURE I.25: Efficacité de combinaison intra-cavité η en fonction du nombre d'émetteurs pour une cavité interférométrique passive [Kouznetsov 05]. Simulation avec une bande spectrale de gain de $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$ (cercles) et $\Delta\lambda = 0,6 \text{ nm}$ (points). Ces simulations mettent en évidence la difficulté à trouver un mode cohérent résonant en fonction du nombre d'émetteurs.

L'autre limitation actuelle est en terme d'extraction de puissance optique. On peut l'exprimer à travers deux difficultés intrinsèquement liées : maintenir une forte cohérence des émetteurs à courant d'alimentation élevé tout en conservant une efficacité de conversion électrique-optique importante. Concernant le rendement énergétique, la plupart des cavités induisent des pertes très importantes, ou encore nécessitent un coupleur de sortie à forte réflectivité afin de forcer le mode cohérent. Ces effets produisent une réduction de la puissance extraite en comparaison d'un fonctionnement libre des émetteurs. Certains efforts sont ainsi concentrés sur le choix d'une cavité étendue à coupleur de sortie peu réfléchissant afin de conserver un maximum de puissance optique utile, c'est-à-dire extraite de la cavité [Liu 13]. Le problème est qu'en diminuant la réflectivité du coupleur de sortie des architectures classiques en face avant, on diminue aussi le retour optique pour la mise en phase de la barrette ; il y a donc un juste compromis à trouver entre ces deux objectifs.

(c) Mise en phase par injection d'un laser maître

Une dernière méthode pour assurer l'émission cohérente d'un ensemble d'émetteurs consiste à les injecter par le même rayonnement issu d'un laser maître. Les émetteurs fonctionnent alors en régime d'amplification, l'émission étant stimulée par la même source laser, on garantit la cohérence mutuelle. Dans ce cas, on parle d'architecture MOPA pour *Master-Oscillator Power Amplifier*. Cette technique relativement simple pour assurer la cohérence, présente néanmoins une complexité plus importante pour la superposition cohérente des faisceaux en sortie étant donné que les phases relatives ne sont pas contraintes, donc instables. Pour assurer une combinaison efficace qui nécessite des phases stables, il faut assurer un contrôle actif des phases.

Par contre, l'architecture MOPA ne présente pas les mêmes limitations physiques pour la mise en phase d'un grand nombre d'émetteurs que les cavités ; augmenter N complexifie simplement les étapes d'injection et de combinaison, ainsi que l'asservissement des phases. Dès les années 1990, de nombreux groupes de recherche ont étudié l'architecture en MOPA [Goldobin 89, No 94, Osinski 95, Levy 95, Bartelt-Berger 99]. Notamment, *Levy et al.* démontrent l'émission cohérente d'un stack de 900 émetteurs monomodes à section droite – 9 barrettes de 100 éléments. La puissance cohérente en sortie des amplificateurs atteint près de 36 W, néanmoins aucune combinaison en faisceau mono-lobe n'est réalisée. La solution retenue

pour l'injection est un séparateur en guide d'onde intégré. Cette architecture MOPA a aussi été développée avec des VCSEL [Hergenhan 03]. Systématiquement, une boucle de contrôle de la phase relative des émetteurs est nécessaire. Différentes solutions actives ont été proposées, par exemple basées sur une détection hétérodyne [Satyan 09] ou un algorithme stochastique SPGD (*Stochastic Parallel Gradient-Descent*) [Redmond 11]. L'avantage des diodes laser est que la phase peut être modifiée via une modification du courant d'injection, induisant généralement une modification de puissance optique négligeable.

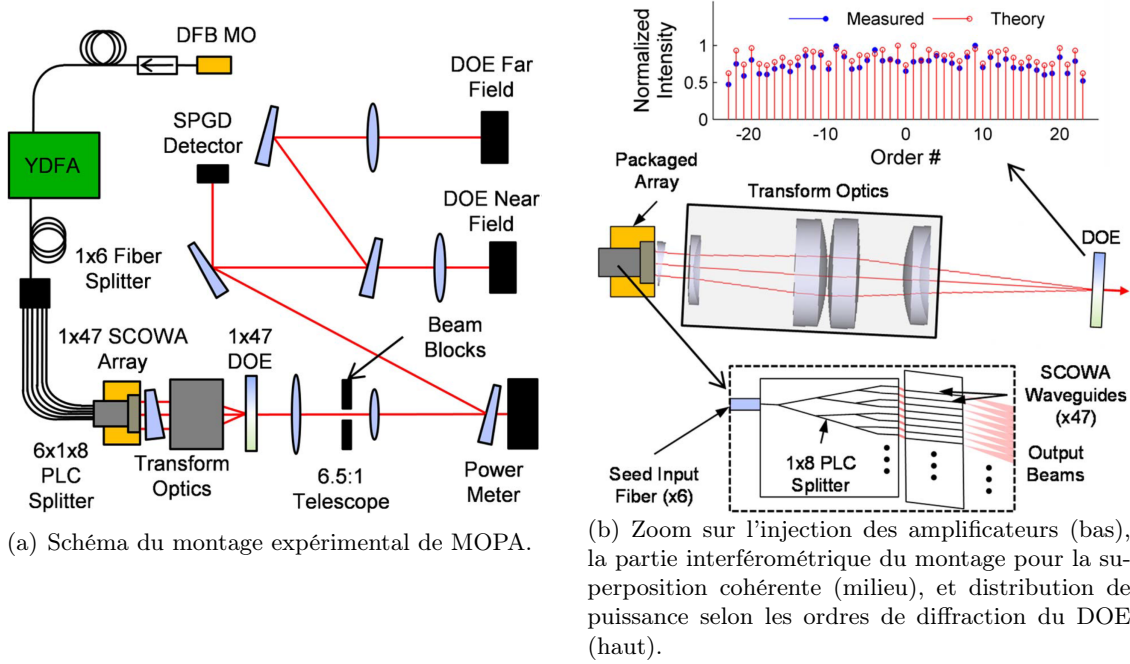


FIGURE I.26: Combinaison cohérent en MOPA : le verrouillage de phase est obtenu par l'injection d'une diode DFB et la superposition cohérente à l'aide d'un DOE [Creedon 12].

Plus récemment, *Creedon et al.* du MIT ont appliqué avec succès l'architecture MOPA sur une barrette de 47 émetteurs SCOWA (*Slab-Coupled Optical Waveguide Amplifier*) [Creedon 12]. Le montage est schématisé sur la figure I.26(a). Le laser maître est une diode laser stabilisée en longueur d'onde, amplifiée dans une fibre dopée Ytterbium puis injectée dans les émetteurs de la barrette par fibres optiques. La superposition cohérente des faisceaux après amplification est réalisée à l'aide d'un DOE 1×47 à profil de phase continu – d'efficacité théorique de séparation 99,7%. La puissance combinée en un seul faisceau atteint 40 W avec une efficacité de combinaison de 87%. L'efficacité reste globalement constante en fonction du courant, ce qui montre qu'aucune dégradation de la qualité des faisceaux n'apparaît. Le facteur M^2 du faisceau combiné est inférieur à 1,3 dans les deux axes, ce qui correspond finalement à la luminance considérable de $2,5 \text{ GW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$. La boucle d'asservissement de la phase est ici basée sur l'algorithme SPGD [Vorontsov 97].

2.4 Combinaison cohérente d'autres sources laser

Le principe de combinaison de sources laser n'est évidemment pas limité au simple cas des diodes laser. Peu importe la source laser considérée, la combinaison constitue systématiquement un moyen efficace de contourner les limitations de montée en puissance d'une source laser unique. Ces limitations sont bien sûr propres au type de sources considéré, mais sont centrées autour des fortes intensités laser générant des effets non-linéaires indésirables ou autour de problèmes thermiques. La combinaison cohérente est ainsi très utilisée avec des lasers solides et des lasers à fibre, aussi bien en régime continu qu'en régime impulsionnel [Guichard 16] – nous

n'évoquerons ici que le cas du régime continu, plus facilement comparable à notre application aux diodes laser.

Du fait de leur nature guidante, les lasers à fibre sont facilement monomodes transverses de manière intrinsèque. Ils représentent ainsi des candidats idéaux à la combinaison cohérente : de nombreuses architectures ont été étudiées sur ce type de sources. On retrouve ainsi beaucoup d'architectures de mise en phase passive, notamment par couplage évanescent [Cheo 01], par filtrage intra-cavité [Shakir 08, Jeux 12b] ou encore en cavité auto-Fourier [Corcoran 05b]. On peut aussi mentionner l'utilisation d'une cavité Talbot pour la mise en phase de lasers à cristaux $Nd:YVO_4$ [Hirosawa 13]. Les cavités interférométriques Michelson [Sabourdy 03, Ishaaya 09] et DOE [Yang 14] ont aussi été largement utilisées. Ainsi, les architectures étudiées dans la section précédentes ne sont pas réservées au cas des diodes laser. Nombre de ces recherches sur d'autres sources sont pertinentes dans leurs analyses ou leurs schémas, qui se transposent au cas des lasers à semi-conducteur. Par exemple, l'architecture Michelson multiaxe proposée par Ishaaya *et al.* est très intéressante dans sa compacité. Le schéma de la cavité – appliquée ici à des lasers solides de $Nd:YAG$ – est illustré figure I.27(a). On retrouve l'architecture avec lames séparatrices en cascade, l'originalité est qu'elles sont rassemblées sur un seul composant optique, où la réflexion est localement contrôlée pour tenir compte des ratios de puissance optique sur les différents bras. Cette approche en deux dimensions pourrait être une bonne candidate pour la combinaison d'un stack de diodes laser (barrettes d'émetteurs empilées).

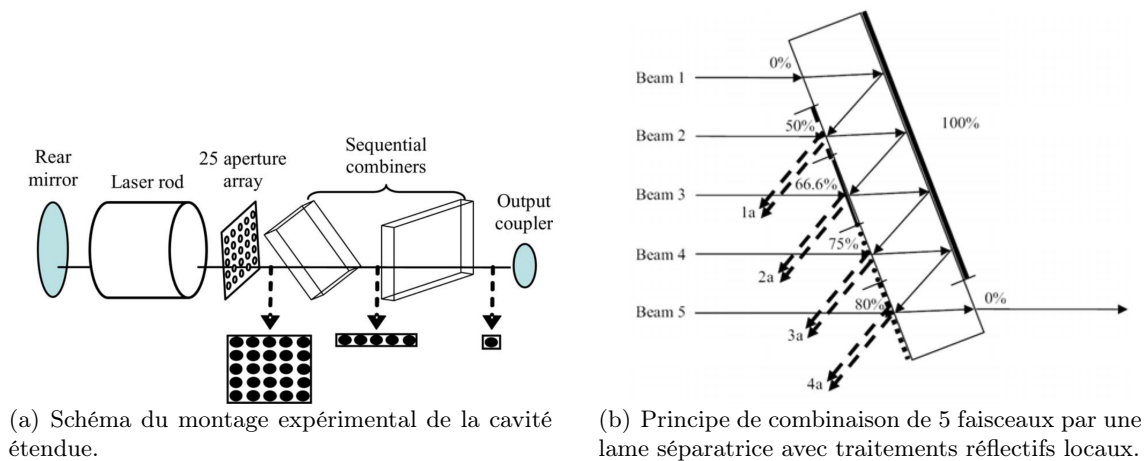


FIGURE I.27: Combinaison cohérente en cavité étendue de type Michelson à 25 éléments [Ishaaya 09].

De nombreuses architectures actives MOPA ont également été développées, elles mènent aujourd'hui à des puissances continues de l'ordre du kilowatt pour les lasers à fibre (dopée Ytterbium) autour de 1030 nm . On peut ainsi citer les travaux effectués par le MIT et *Northrop Grumman Aerospace Systems* utilisant la combinaison en champ lointain [Yu 11] et en champ proche par DOE [Redmond 11, McNaught 14], mais aussi les travaux du *Air Force Research Lab.* utilisant une approche similaire par DOE [Dajani 16]. Dans le cas des lasers à solide, la barrière de 100 kW en continu a ainsi été franchie par *Northrop Grumman Aerospace Systems* avec un système basé sur la combinaison cohérente active de sept lasers $Nd:YAG$ émettant 15 kW chacun à 1064 nm [McNaught 09]. Le système est basé sur l'architecture MOPA avec contrôle actif du piston de phase par modulateurs et contrôle du front d'onde de chacun des laser par une boucle d'optique adaptative. La superposition cohérente se fait en champ lointain par remplissage de pupille.

On retrouve ainsi l'utilisation de la combinaison cohérente pour la montée en puissance continue des systèmes aussi bien à lasers à solide qu'à lasers à fibre, principalement en architecture MOPA pour la classe kilowatt. Les cœurs des fibres possèdent l'avantage de pouvoir être positionnés très proches les uns des autres – notamment dans les fibres multi-cœurs – ce qui

rend plus commode leur combinaison en champ lointain [Ramirez 15]. Mais globalement, les problématiques rencontrées restent similaires à celles des diodes laser. Les principales nuances résident dans les différences intrinsèques aux milieux à gain, majoritairement en ce qui concerne les effets non-linéaires davantage présents dans les fibres, et les instabilités de phase.

2.5 Synthèse

La combinaison spectrale ou la combinaison cohérente de plusieurs faisceaux laser permettent toutes deux de dépasser les limites de montée en luminance des mono-émetteurs. Pour les diodes lasers, les performances records en termes de luminance sont comparables si l'on considère les deux techniques, la luminance dépasse $L \approx 1 \text{ GW.sr}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. Toutefois, la combinaison spectrale est aujourd'hui la technologie la plus mature et la seule déjà disponible commercialement.

Quoi qu'il en soit, notre intérêt dans ce manuscrit est focalisé sur les techniques de combinaison cohérente. Par le biais d'exemples issus de la littérature, nous avons analysé les principaux procédés et architectures pour assurer les deux étapes nécessaires à la combinaison cohérente de plusieurs émetteurs : leur verrouillage de phase et leur superposition cohérente. Finalement, ces exemples de travaux de recherches se distinguent principalement par la technique utilisée pour assurer la cohérence (architectures en cavité étendue, mise en phase par injection, ...), aussi nous avons rassemblé les plus intéressantes dans le tableau I.4. Y sont associées les meilleures performances obtenues en termes de luminance, d'efficacité électrique-optique, ou de nombre d'émetteurs combinés.

Le choix des architectures possibles pour nous est ainsi éclairé par ces travaux. Par exemple seules les architectures de cavité étendue permettent d'obtenir un comportement auto-organisé du fonctionnement cohérent. Les architectures MOPA quant à elles sont mieux adaptées à un grand nombre d'émetteurs et permettent ainsi d'obtenir les puissances optiques les plus élevées. Également, la mise en phase en cavité réduit très souvent l'efficacité de conversion électrique optique, mais certaines approches comme celle de *Liu et al.* [Liu 13] décrite en figure I.20 laissent penser que des efforts sont possibles dans ce sens, notamment en séparant le composant qui permet le retour optique pour la mise en phase de celui qui permet l'extraction de puissance.

Architecture	Type de diodes	N	λ	Puissance	Mono-lobe ?	η_{CBC}	M^2	L	PCE	PCE (libre)	Remarques	Référence
Cavité												
Filtrage angulaire	mono-modes	20	800 nm	580 mW	oui	–	1,3	70	–	–	Barrette ; Auto-organisé.	[Barthelemy 92]
Auto-Fourier	mono-modes	35	1465 nm	–	non	–	–	–	–	–	Barrette, $p = 270 \mu m$; Auto-organisé.	[Corcoran 14]
	VCSEL	144	960 nm	1,4 W	non	–	–	–	–	–	Matrice 12×12 , $p = 300 \mu m$; Rétroaction active.	[Sanders 94]
Talbot	évasées	10	975 nm	1,7 W	non	–	–	–	20%*	45%	Barrette, $p = 100 \mu m$; Auto-organisé.	[Paboeuf 08]
	SCOWL	10	960 nm	7,2 W	non	–	–	–	20%*	41%	Barrette, $p = 100 \mu m$; Auto-organisé.	[Huang 09]
	multi-modes	10	800 nm	4,7 W	non	–	–	–	20%	20%*	Barrette, $p = 200 \mu m$; Auto-organisé.	[Liu 13]
Michelson	mono-modes	2	975 nm	170 mW	oui	85%	$\leq 1,05$	17	–	–	Em. individuels ; Auto-organisé.	[Sabourdy 04]
	multi-modes	4	975 nm	1 W	oui	–	$\leq 1,5$	70	–	–	Barrette, $p = 500 \mu m$; Auto-organisé.	[Ng 09]
DOE	SCOWL	21	960 nm	1,2 W	oui	81%	$\leq 1,6$	70	–	–	Barrette, $p = 200 \mu m$; Rétroaction active.	[Montoya 12]
MOPA												
	mono-modes	900	930 nm	36 W	non	–	–	–	–	–	Stack de 9 barrettes de 100 émetteurs ; Rétroaction active.	[Levy 95]
	SCOWA	218	960 nm	38,5 W	non	–	–	–	–	–	Stack de 11 barrettes de 21 émetteurs ; Rétroaction active.	[Redmond 11]
	SCOWA	47	1064 nm	40 W	oui	87%	$\leq 1,7$	1600	26%*	30%	Barrette, $p = 250 \mu m$; Rétroaction active.	[Creedon 12]

TABLEAU I.4: Synthèse des principales architectures de combinaison cohérente et état de l'art associé aux sources à semi-conducteur. Les valeurs marquées d'une étoile * sont estimées à partir des données publiées. L : luminance du faisceau combiné ($MW.cm^{-2}.sr^{-1}$) ; PCE : rendement électrique-optique de la sortie combinée ; PCE libre : rendement électrique-optique en fonctionnement libre (incohérent) ; η_{CBC} : efficacité de combinaison.

3 Projet BRIDLE

Plusieurs applications industrielles telles que la découpe laser de lames épaisses de métaux nécessitent un système laser à forte luminance de classe kilowatt. Pour obtenir un tel système avec un rendement à la prise élevé, deux principales stratégies sont envisageables. La première est celle des lasers à fibre : elle consiste à se baser sur des diodes laser à très forte puissance mais peu brillantes. Ces diodes sont utilisées pour pomper un laser à fibre. La fibre joue alors le rôle de convertisseur de luminance : elle permet la transformation d'un faisceau de mauvaise qualité spatiale en un faisceau en limite de diffraction. La deuxième stratégie est d'utiliser uniquement des diodes laser. On se base ainsi sur des diodes de très bonne qualité spatiale et de puissance relativement faible, mais en grande quantité. Tout le jeu est alors de les combiner intelligemment afin d'augmenter la puissance en dégradant le moins possible la qualité spatiale.

Le projet BRIDLE – *Brillant Industrial Diode Laser* – a eu pour objectif de développer cette deuxième stratégie [Bull 12] (www.BRIDLE.eu). Le projet, financé par la communauté européenne, a démarré en septembre 2012 et s'est terminé en février 2016, les travaux de thèse de ce manuscrit s'inscrivent dans ce cadre.

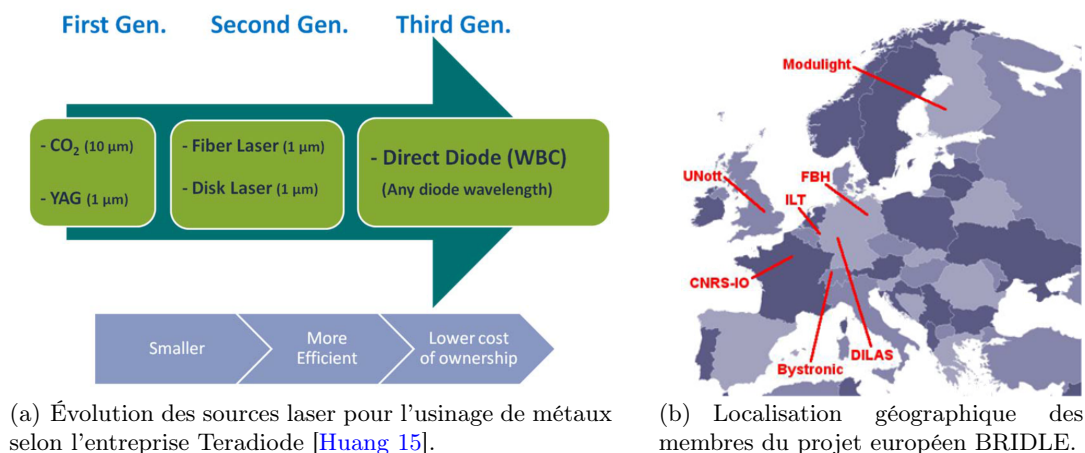


FIGURE I.28: Évolution du marché des sources laser pour l'industrie (a) et membres du projet BRIDLE (b).

Le chemin proposé par le projet BRIDLE pour atteindre le kilowatt dans un faisceau de bonne qualité est la succession d'étages de combinaison, impliquant combinaison spectrale et incohérente. La brique de base de ce type de système est le mono-émetteur utilisé en barrette. Cette brique de base répond à certains critères : spectralement fine, polarisée, de bonne qualité spatiale, et affichant une efficacité électrique-optique élevée. La première approche consiste à réaliser la combinaison spectrale dense ($\delta\lambda \approx 1 \text{ nm}$) de barrettes de cinq émetteurs – cette notion a été abordée section 2.2. Plusieurs de ces modules peuvent alors être combinés de manière incohérente afin d'augmenter la puissance optique. Finalement, la reproduction de ces modules dans trois zones spectrales distinctes (915 – 975 – 1060 nm) permet leur combinaison spectrale large (en série) qui constitue la dernière étape. La deuxième approche se base également sur des barrettes de cinq émetteurs, mais propose quant à elle directement leur combinaison incohérente, notamment en utilisant des techniques abordées section 2.1 centrées autour de la mise en forme des faisceaux (empilements verticaux, miroirs en escalier, etc.). De nouveau la dernière étape constitue la combinaison spectrale large de trois modules développés dans des zones spectrales distinctes. Ces deux approches sont illustrées figure I.29.

La combinaison cohérente constitue pour sa part une solution en parallèle pour améliorer la luminance en bout de chaîne, c'est-à-dire en sortie du système laser : il s'agit d'améliorer la luminance de la brique élémentaire. En effet, étant donné que la combinaison cohérente permet de garder toutes les propriétés utiles des faisceaux combinés, on peut tout à fait imaginer que

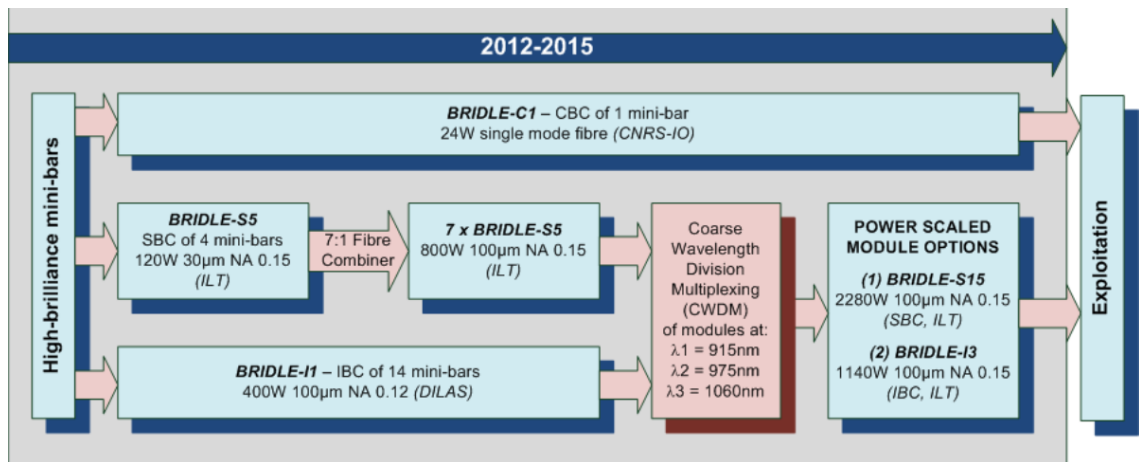


FIGURE I.29: Axes de développement et de recherche du projet BRIDLE (septembre 2012).

la future brique élémentaire des approches de combinaison spectrale ou incohérente devienne un module de combinaison cohérente.

Le projet BRIDLE regroupe sept partenaires industriels et académiques : *DILAS* (Allemagne), *Fraunhofer-Institut für Lasertechnik ILT* (Allemagne), *Modulight Inc.* (Finlande), *Ferdinand-Braun-Institut FBH* (Allemagne) et *Bystronic Laser* (Suisse) comme industriels ainsi que *University of Nottingham UNott* (Angleterre) et le *Laboratoire Charles Fabry* du CNRS comme académiques.

Les axes de développement sont centrés autour des points suivants :

- L'amélioration des performances des mono-émetteurs (FBH, Modulight, UNott).
- L'étude et le développement de modules basés sur la combinaison spectrale dense (ILT).
- L'augmentation en puissance par combinaison incohérente (DILAS).
- La duplication des modules à différentes longueurs d'onde en vue d'une combinaison spectrale étendue.
- L'étude et le développement de modules basés sur la combinaison cohérente (CNRS).

Notre rôle au sein du projet était l'étude de la combinaison cohérente, et en particulier le développement d'architectures adaptées aux diodes à forte luminance que sont les émetteurs à section évasée. Comme nous l'avons évoqué (tableau I.2), ces émetteurs fournissent une luminance excellente : un nombre restreint permettrait déjà d'atteindre des performances intéressantes – d'autant que ces sources nous sont disponibles grâce à nos partenaires du FBH, qui maîtrisent très bien cette technologie.

Dans ce cadre, nous avons eu de nombreuses interactions avec les partenaires du projet, et en particulier avec Modulight et FBH qui nous ont fourni des sources laser et l'Université de Nottingham avec qui nous avons beaucoup échangé, pour les simulations et les modélisations d'architectures en cavité étendue.

Maintenant que le projet est terminé, revenons succinctement sur ses résultats les plus notables :

Amélioration des structures : Des progrès ont été réalisés sur les structures des émetteurs au FBH. Ainsi, une conversion électrique-optique de 54% est maintenue jusqu'à la puissance de 10 W pour les émetteurs à section évasée stabilisés en longueur d'onde (par réseau de Bragg). Les structures à section large ont également été améliorées, en particulier les structures mi-larges (NBA , $2w_x = 30 \mu m$) apportent une puissance de 6 à 7 W avec une qualité de faisceau $M^2 < 5$ et une conversion électrique-optique de 50% [Decker 15]. Ces émetteurs ont été montés par 5 en barrettes dédiées à la combinaison spectrale. Chacun des émetteurs possède un spectre stabilisé entre 970 et 980 nm, l'écart deux à deux étant de 2,5 nm (la puissance extraite atteint 25 W, $PCE \approx 50\%$).

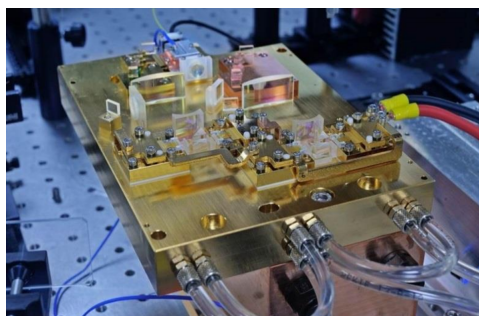
Combinaison spectrale dense (a) : (BRIDLE-S5) Ces barrettes de 5 émetteurs NBA ont ainsi été combinées spectralement dans un montage très compact, illustré figure I.30(a). Nous avons déjà évoqué ces travaux dans la section 2.2.2. Il s'agit d'une mise en œuvre en série par l'utilisation de filtres spectraux présentant une transition très abrupte. Une puissance de 46 W a été obtenue en sortie du système fibré (diamètre 35 μm , $ON < 0,2$). Ce système utilise également des techniques de combinaison incohérente. Ainsi deux barrettes sont en premier lieu empilées verticalement (combinaison incohérente), vient alors la combinaison spectrale des 5 longueurs d'ondes, puis la combinaison par polarisation avec un deuxième module identique. Au total, quatre barrettes sont utilisées dans le système.

Combineur fibré : Un combineur fibré $7 \rightarrow 1$ a été développé pour la combinaison incohérente. Il comprend 7 fibres de 35 μm de diamètre en entrée et une fibre de 105 μm de diamètre en sortie (voir figure I.30(b)). La transmission moyenne par canal est de 85%. Ce composant a pour objectif de combiner de manière incohérente 7 modules de combinaison spectrale de type BRIDLE-S5.

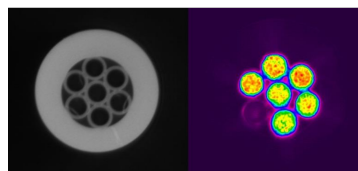
Module IBC : (BRIDLE-I1) Ce module basé uniquement sur la combinaison incohérente utilise 7 barrettes de diodes. Grâce au concept de "T-bar" développé chez DILAS, les barrettes peuvent être empilées très proches les unes des autres [Unger 15]. Différentes techniques sont ensuite utilisées – telles que les miroirs en escalier – afin de symétriser le paramètre de faisceau et permettre le couplage dans une fibre de 100 μm de diamètre ($ON = 0,2$); la puissance optique atteint près de 200 W ($PCE \approx 55\%$).

Combinaison spectrale dense (b) : Ces modules de combinaison incohérente (IBC) ont été développés à trois longueurs d'onde proches espacées de 4 nm autour de 970 nm, afin de réaliser leur combinaison spectrale dense. La puissance atteint alors 410 W.

Système kilowatt : (BRIDLE-I3) La combinaison spectrale large à deux régions spectrales, 94x et 97x nm, permet d'atteindre 800 W [Witte 16]; chaque région spectrale comprenant trois longueurs d'onde combinées. Le système final est ainsi constitué de 6 modules IBC, la luminance atteint 80 $\text{MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$. La somme des puissances individuelles des modules atteint 1,25 kW, démontrant que des efforts peuvent encore être apportés afin de limiter les pertes. Ce système final est toujours polarisé linéairement, un facteur deux sur la puissance pourrait être envisagé aisément. Une démonstration de découpe a finalement été réalisée sur des plaques d'acier inoxydable avec ce système. De bonnes performances ont été obtenues pour des épaisseurs de l'ordre de 2,5 mm. La luminance est toutefois encore trop limitée pour des épaisseurs de métaux plus élevées.



(a) Module de combinaison spectrale.



(b) Combineur fibré $7 \rightarrow 1$.



(c) Photographie de découpe laser.

FIGURE I.30: Illustrations relatives aux réalisations du projet BRIDLE. Le combineur fibré (b) est vu au microscope à gauche et vu sur une caméra CCD en fonctionnement à droite. La photographie à droite (c) est issue de la vidéo de démonstration de découpe avec le système laser final 800 W (la vidéo complète est disponible sur le site web [BRIDLE 12]).

Plusieurs difficultés ont été rencontrées au long du projet, limitant les niveaux de performances atteints par rapport aux objectifs fixés. On peut notamment citer les pertes non-anticipées dans les différents modules (diffusion, dépolarisation, spectre, ...), les difficultés de réalisation de composants-clefs (combineur à fibres, barrettes stabilisées spectralement avec chirp, niveaux de performances dans les trois zones spectrales fixées) ainsi que des complications pour les émetteurs de base à atteindre de telles exigences de luminance.

4 Solutions étudiées pendant cette thèse

Les solutions étudiées au cours de mes travaux de thèse sont centrées sur l'utilisation d'émetteurs à section évasée à guidage par le gain. Ces émetteurs très évasés (angle d'évasement $\approx 6^\circ$, technologie présentée section 1.2.2) fournissent dès le départ une forte luminance (voir tableau 1.2 : plusieurs watts optiques, $M^2 < 2$, jusqu'à $1 \text{ GW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$), nous cherchons de plus à conserver leur bonne efficacité électrique-optique. Une particularité de ces diodes évasées est qu'elles sont très sensibles aux retours optiques sur leur face avant qui sont susceptibles de détériorer le milieu semi-conducteur, tout particulièrement au niveau du rétrécissement de la section vers la partie droite. Or, les solutions de mise en phase par cavité étendue dans la littérature sont basées sur un retour optique en face avant : elle ne sont pas adaptées à notre cas. C'est pourquoi nous avons proposé une architecture de cavité étendue construite en face arrière des émetteurs. En plus d'être adaptée à nos émetteurs, nous montrerons que cette architecture est profitable autant pour la mise en phase que pour l'efficacité électrique-optique globale du système.

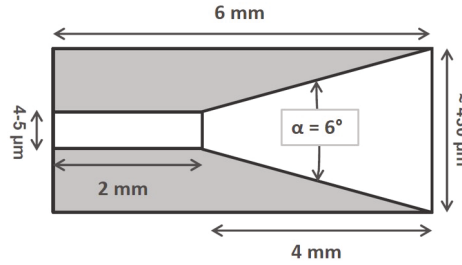


FIGURE I.31: Schéma d'un émetteur à section évasée vu de haut. On distingue la section droite étroite à l'arrière et la section évasée à l'avant. Les dimensions correspondent aux émetteurs utilisés dans la suite – nous les décrirons en détail dans le chapitre suivant.

Nous comparerons cette architecture à celle en MOPA, qui est aussi très séduisante concernant l'efficacité électrique-optique. Néanmoins, cette solution nécessite une boucle de contrôle actif de la phase. Aussi, nous l'étudierons en parallèle.

4.1 Principe de la cavité étendue en face arrière

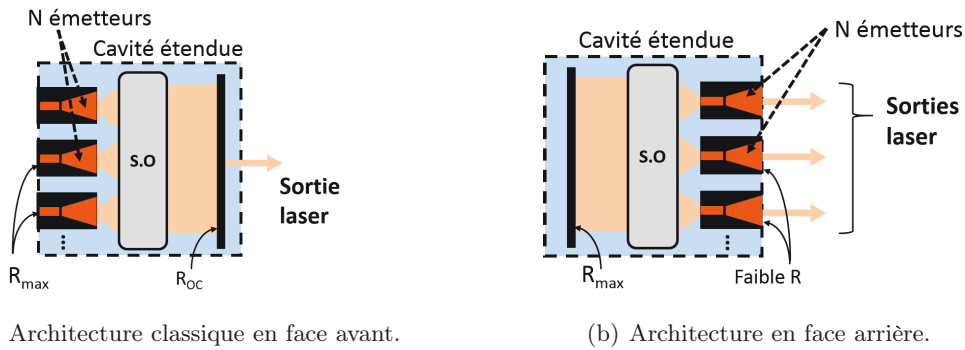


FIGURE I.32: Utilisation d'une cavité étendue pour la mise en phase d'émetteurs avec (a) l'approche classique en face avant et (b) l'approche proposée.

Le schéma de principe de la cavité étendue en face arrière qui a été proposé est illustré sur la figure I.32(b). La cavité laser est construite entre le miroir commun R_{max} et la face avant des émetteurs. La sortie de cavité se situe sur la face avant, il y a ainsi autant de points de sortie de cavité qu'il y a d'émetteurs. Le rôle de la cavité étendue reste néanmoins similaire

aux exemples issus de la littérature que nous avons cités précédemment : assurer la mise en phase des émetteurs via l'injection mutuelle et la discrimination positive d'un mode cohérent.

Un point fort de l'architecture en face arrière est la réflectivité optique maximale de la cavité étendue. Dans le cas des cavités étendues en face avant, c'est le coupleur de sortie (de réflectivité R_{OC} , voir figure I.32(a)) qui ferme la cavité et impose la mise en phase. Il y a ainsi un compromis à trouver entre une forte réflectivité du coupleur – qui induit un fort retour optique et maintient la mise en phase – et une forte transmission qui permet une bonne extraction de la puissance lumineuse. En plaçant la cavité sur la face arrière, le retour optique est maximisé tout en permettant une très faible réflectivité des facettes avant. Les conditions de mise en phase ainsi que l'efficacité électrique-optique de l'architecture sont toutes deux améliorées. De plus, nous l'avons évoqué, cette configuration est mieux adaptée aux lasers à section évasée, qui ne supportent pas les retours optiques en face avant – et dont le profil spatial est mieux maîtrisé en face arrière.

Il faut noter qu'alors les étapes de mise en phase et de superposition cohérente sont forcément dissociées. La superposition cohérente des faisceaux sera réalisée en dehors de la cavité étendue, en face avant.

Le principe de l'architecture de combinaison cohérente par cavité étendue sur la face arrière des émetteurs a été brevetée pendant ma thèse [Lucas-Leclin 16].

4.2 Architectures de cavité étudiées

Les travaux sont centrés sur l'architecture en face arrière. Pour le choix des cavités étendues mises en œuvre, nous nous sommes appuyés sur des configurations déjà démontrées dans la littérature dans une utilisation en face avant.

Pour la combinaison cohérente de deux émetteurs, nous avons ainsi retenu la cavité interférométrique Michelson présentée un peu plus haut, section 2.3.3. Le schéma de principe de la cavité Michelson, cette fois dans son architecture en face arrière, est présenté figure I.33. Le verrouillage de phase est donc assuré par la cavité étendue en face arrière, par conséquent les deux sorties laser présentent une émission cohérente que nous allons superposer. La superposition cohérente sera réalisée de nouveau par le biais d'une lame séparatrice 50/50, technique que nous avons présentée comme "combinaison en champ proche" (section 2.3.2). En utilisant des émetteurs individuels, cette architecture de cavité offre une grande souplesse expérimentale : nombreux réglages, distances optiques flexibles, grande facilité à introduire des voies optiques de diagnostics.

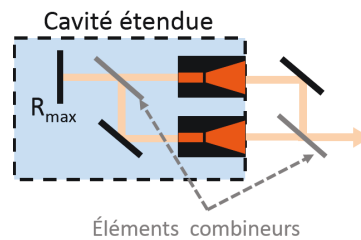


FIGURE I.33: Schéma de principe de la mise en phase par cavité étendue Michelson et superposition cohérente en face avant. Les éléments combineurs sont des lames séparatrices 50/50.

Pour la combinaison cohérente d'un plus grand nombre d'émetteurs, nous aurons à disposition deux types de barrettes, qui seront décrites plus précisément au chapitre II :

- Barrette de $N = 10$ émetteurs à faible pas, $p = 120 \mu m$ (émetteurs à section droite).
- Barrette de $N = 5$ émetteurs à grand pas, $p = 1000 \mu m$ (émetteurs à section évasée).

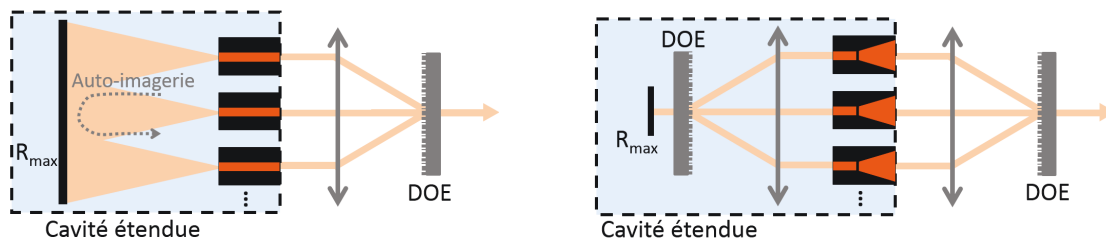
Du fait de la faible distance entre émetteurs sur la première barrette, celle-ci est bien adaptée aux cavités auto-imageantes, telles que la cavité Talbot (voir section 2.3.3). Nous utiliserons

une cavité Talbot pour la mise en phase des émetteurs de cette barrette et réaliserons la combinaison cohérente en champ proche en nous appuyant sur un élément diffractif optique (DOE) – le schéma de principe est illustré figure I.34(a). Contrairement aux architectures Talbot classiques où un faisceau multi-lobe est obtenu en sortie, ici le faisceau est directement exploitable.

Concernant le deuxième type de barrette pour lequel la distance entre émetteurs est plus élevée, une cavité auto-imageante n'est pas adaptée. Nous retenons ainsi une cavité interférométrique à N bras, basée sur l'utilisation d'un DOE intra-cavité. Le schéma de principe est illustré figure I.34(b). La superposition cohérente en face avant sera de nouveau réalisée par un DOE identique au premier.

Finalement, nous avons retenu uniquement des techniques de combinaison en champ proche pour la superposition des faisceaux cohérents en face avant, qui permettent de maximiser l'efficacité électrique-optique globale (voir section 2.3.2).

Nous porterons une attention particulière à la discrimination entre fonctionnements cohérent et incohérent au sein de ces cavités étendues, paramètre essentiel au succès de la mise en phase des émetteurs, mais également à la possibilité d'un comportement auto-organisé du fonctionnement.



(a) Principe de mise en phase par cavité étendue Talbot et superposition cohérente sur la face avant par DOE.

(b) Principe de mise en phase par cavité étendue interférométrique basée sur un DOE et superposition cohérente sur la face avant également par DOE.

FIGURE I.34: Solutions retenues pour la combinaison cohérente de barrettes d'émetteurs.

Démarche : En premier lieu, nous avons cherché à valider le concept de l'architecture pour la combinaison cohérente de deux émetteurs individuels – l'utilisation d'émetteurs individuels apporte beaucoup de souplesse pour le montage expérimental quant à une première démonstration de principe. Les travaux ont ainsi démarré en s'appuyant sur des émetteurs à section droite, monomodes et de puissance optique relativement basse. L'étude s'est poursuivie en appliquant l'architecture à deux émetteurs à section évasée, afin d'évaluer la bonne adéquation avec ce type d'émetteurs de forte luminance. Ces premières expériences à deux émetteurs sont le sujet du chapitre III. En second lieu, nous avons continué notre étude par l'augmentation du nombre d'éléments à combiner, en utilisant cette fois des émetteurs montés en barrette – c'est le sujet du chapitre IV. Tout au long de nos expériences, nous avons eu besoin d'outils théoriques et expérimentaux adaptés, cela constitue le sujet du chapitre II.

Chapitre II

Outils théoriques et expérimentaux de la combinaison cohérente

Objectifs

Les deux premières parties de ce chapitre développent les définitions et les outils théoriques nécessaires à la combinaison cohérente. Nous nous intéressons en particulier à l'analyse et la caractérisation des architectures de cavité étendue pour le verrouillage de phase. Cette approche théorique nous permettra d'identifier les problématiques associées, et d'explicitier les points forts et les points faibles des architectures envisagées. Les deux dernières parties sont quant à elles centrées sur les outils expérimentaux. Nous nous focalisons en particulier sur le développement d'éléments diffractifs optiques, qui se sont montrés très efficaces en tant que combineurs pour les architectures de cavités interférométriques. Nous étudions également les caractéristiques des émetteurs laser utilisés ainsi que leurs contraintes vis-à-vis de leur combinaison cohérente. Ces émetteurs seront par la suite impliqués dans les études expérimentales des deux prochains chapitres.

Sommaire

1 Définition des grandeurs utiles	57
1.1 Efficacité de combinaison	57
1.2 Facteurs de dégradation de l'efficacité de combinaison	58
1.3 Cohérence mutuelle et visibilité	60
2 Approche théorique de la mise en phase passive en cavité	63
2.1 Cadre général	63
2.2 Description modale d'une cavité étendue	64
2.2.1 Exemple à N=2 en cavité Michelson	65
2.2.2 Calcul numérique de la matrice de cavité	66
2.2.3 Cavité Talbot	68
2.2.4 Cavité DOE	71
2.3 Filtrage spectral et auto-organisation	72
2.3.1 Analyse modale, exemple à N=2 en cavité Michelson	73
2.3.2 Cavité étendue à N émetteurs	74
2.4 Synthèse	78
3 Développement d'un réseau de phase pour la séparation et la combinaison à N émetteurs	79
3.1 Principe et solutions existantes	79
3.2 Modélisation du profil de phase	80
3.2.1 Définition des grandeurs caractéristiques	80
3.2.2 Contraintes de conception de DOE adaptés	81
3.2.3 Motif de phase continu	83
3.2.4 Motif de phase binaire	86
3.2.5 Motif de phase multi-niveaux	89
3.2.6 Synthèse	91
3.3 Solution retenue	91
3.3.1 Design retenu : composant à profil de phase continu	92
3.3.2 Sensibilité aux défauts de phase et d'intensité	92
3.3.3 Sensibilité aux défauts de fabrication	93
3.4 Réalisation expérimentale	94
3.4.1 Moyens techniques mis en œuvre	95
3.4.2 Tests expérimentaux des composants	95
4 Émetteurs à forte luminance dédiés à la combinaison cohérente	97
4.1 Contraintes liées aux architectures de CBC	97
4.2 Description des deux types de sources	98
4.3 Barrettes d'émetteurs	102
5 Synthèse	108

1 Définition des grandeurs utiles

La condition principale pour une combinaison cohérente efficace est la cohérence mutuelle des faisceaux aussi bien spatiale que temporelle. Cette condition est nécessaire mais non suffisante, il faut également que les faisceaux soient le plus identiques possible¹ (taille, divergence, etc.). Globalement, cela implique que les faisceaux à combiner doivent partager un certain nombre de propriétés : une relation de phase constante, être copropagatifs, posséder les mêmes modes spatiaux, une amplitude de champ et un état de polarisation identiques, des composantes spectrales identiques. Lorsque ces exigences ne sont pas respectées, le mécanisme d'interférences constructives s'en trouve détérioré. Afin de quantifier tout cela, nous définissons dans cette section les principales grandeurs associées à la combinaison cohérente, centrées autour de l'efficacité de combinaison.

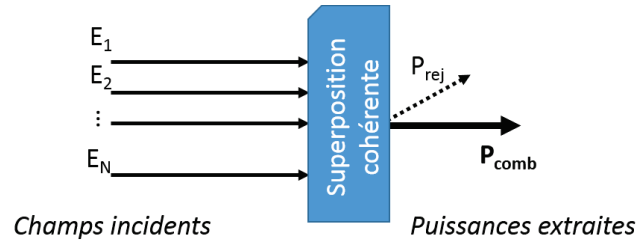


FIGURE II.1: Schéma de principe de la combinaison de N faisceaux laser représentés par leurs champs complexes $E_n = \sqrt{P_n}e^{i\phi_n}$ intégrant leurs phases ϕ_n , de puissance P_n . L'étape de superposition cohérente représente l'interférence des N champs. En sortie de l'interféromètre, on distingue la puissance combinée P_{comb} et la puissance non-combinée ou rejetée P_{rej} .

1.1 Efficacité de combinaison

L'étape de superposition cohérente représente l'interférence des N champs. En sortie de l'interféromètre, on distingue la puissance combinée P_{comb} et la puissance non-combinée ou rejetée P_{rej} . L'efficacité du processus d'interférences est déterminée à l'aide de l'efficacité de combinaison η , qui traduit la fraction de puissance utile dirigée vers la sortie principale de l'interféromètre. Elle est définie en fonction de la puissance optique combinée émise par le système, où le champ combiné est la somme cohérente des champs électriques complexes E_n émis par chacun des bras de l'interféromètre (voir figure II.1). En considérant un nombre N de faisceaux, la puissance combinée sortant sur le port principal du système s'exprime alors :

$$P_{comb} = \frac{1}{N} \left| \sum_{n=1}^N E_n \right|^2. \quad (\text{II.1})$$

L'efficacité de combinaison est définie comme le rapport de la puissance combinée sur la puissance totale émise par le système :

$$\eta = \frac{P_{comb}}{\sum_n |E_n|^2}. \quad (\text{II.2})$$

La puissance délivrée sur la voie combinée correspond ainsi au produit de l'efficacité de combinaison par la puissance totale du système. En pratique, l'efficacité est également déterminée en mesurant la puissance non-combinée P_{rej} sortant sur les ports secondaires de l'interféromètre. En supposant que l'élément de combinaison n'introduit aucune perte, la puissance totale du système s'exprime alors $P_{tot} = P_{comb} + P_{rej}$.

1. En considérant un élément combineur idéal. Nous verrons plus loin que les propriétés relatives des faisceaux doivent en fait correspondre aux contraintes du combineur utilisé (cf. équation II.8).

En particulier, pour l'interférence à deux ondes sur un combineur 50/50 on retrouve la formule classique :

$$P_{comb} = \frac{1}{2} \left(P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos \Delta\Phi \right) \quad \text{et} \quad \eta = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\sqrt{P_1 P_2}}{P_1 + P_2} \cos \Delta\Phi \right), \quad (\text{II.3})$$

avec $\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$ la phase relative des deux champs. Lorsque $\eta > 50\%$, l'interférence est constructive et le processus est d'autant plus efficace que η est proche de 100%. Lorsque $\eta = 50\%$, la puissance combinée est égale à la puissance rejetée – c'est le cas lorsque les deux champs sont incohérents. Enfin lorsque $\eta < 50\%$, il s'agit d'une interférence destructive.

1.2 Facteurs de dégradation de l'efficacité de combinaison

Comme nous l'avons mentionné, la combinaison cohérente doit se faire avec des faisceaux les plus identiques possibles sur tous les plans : en effet des différences résiduelles vont conduire à une baisse de l'efficacité de combinaison. On cherche alors à identifier ces facteurs influant sur l'efficacité du processus et à exprimer leur contribution. Pour le moment, supposons la combinaison de faisceaux parfaitement cohérents, leur relation de phase est donc stable dans le temps et leurs spectres sont identiques.

Différence de phase (piston). L'accord de phase nécessaire entre les deux faisceaux est un point critique, ce facteur est d'ailleurs mis en évidence dans la formulation de l'interférence à deux ondes (équation II.3), via la phase relative $\Delta\Phi$ d'ordre 0 (piston de phase). De manière générale, si on considère des puissances égales $|E_n|^2 = P$, on peut développer l'équation II.2 à N faisceaux en fonction des écarts de phase seuls :

$$\eta = \frac{1}{N} + \left(1 - \frac{1}{N} \right) \langle \cos \Delta\Phi \rangle. \quad (\text{II.4})$$

avec $\langle \cos \Delta\Phi \rangle$ la moyenne du cosinus des phases relatives des faisceaux pris deux à deux. Variant en cosinus, l'efficacité baisse très peu pour de petites différences de phase, néanmoins la diminution devient significative lorsque l'on dépasse des différences de l'ordre de $\frac{\lambda}{10}$ typiquement (soit $\frac{\pi}{5}$ rad).

Différence de puissance ou de polarisation. Le rapport des puissances est également impliqué dans l'expression complète de l'efficacité. Néanmoins, en gardant l'exemple de l'interférence à deux ondes (équation II.3), un écart exagéré où $P_2 = 2P_1$ (avec accord de phase parfait $\phi_2 = \phi_1$) conduit à une baisse d'efficacité de 3% seulement. On constate ainsi que ce facteur a un effet limité sur la combinaison. Il en est de même pour l'état de polarisation : on peut considérer un angle de dépolarisation χ entre deux faisceaux comme une baisse de l'amplitude du champ d'un facteur $\cos \chi$, soit une différence de puissance relative [Goodno 10]. En définitive, les écarts en puissance ont une influence faible sur le processus d'interférences. Si on considère que ces écarts sont limités – ce qui est en pratique le cas, de même que les écarts de polarisation – il est tout à fait justifié de les négliger.

Différences locales. Ces considérations sur la puissance totale et le piston de phase sont toutefois macroscopiques, des faisceaux réels nécessitent une description plus fine pour tenir compte de tous les phénomènes. Il nous faut considérer que les profils spatiaux d'intensité et de phase peuvent différer, menant à une efficacité de combinaison spatialement variable. La figure II.2 illustre l'effet sur la combinaison d'une différence de phase spatiale (front d'onde) à une dimension : on observe une efficacité de combinaison locale $\eta'(x)$ qui est maximale quand $\Delta\Phi(x)$ est nul.

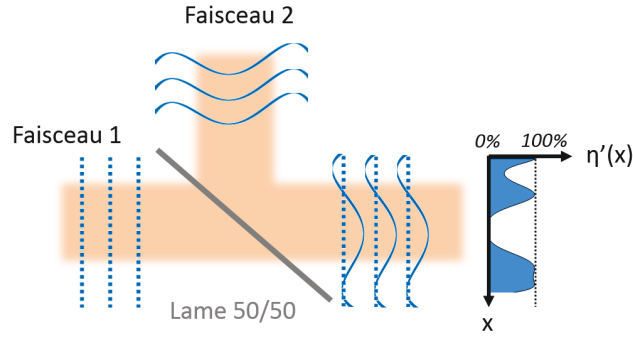


FIGURE II.2: Superposition cohérente par une lame séparatrice 50/50 de deux faisceaux dont les profils de phase diffèrent. L'efficacité de combinaison n'est pas constante sur la direction transverse (représentée par l'axe x) mais dépend directement de leur différence de phase locale.

De façon générale, on peut exprimer le profil spatial en intensité du champ combiné à partir de l'interférence locale des champs :

$$I_{comb}(x, y) = \frac{1}{N} \left| \sum_n E_n(x, y) \right|^2 = \frac{1}{N} \left| \sum_n |E_n(x, y)| e^{i\Phi_n(x, y)} \right|^2, \quad (\text{II.5})$$

où ressortent en particulier le module du profil du champ $|E_n(x, y)|$ et le profil de phase $\Phi_n(x, y)$ des champs incidents (mesurables expérimentalement). Comme précédemment, on peut alors définir l'efficacité de combinaison, mais cette fois-ci locale :

$$\eta'(x, y) = \frac{1}{N} \frac{\left| \sum_n E_n(x, y) \right|^2}{\sum_n |E_n(x, y)|^2}. \quad (\text{II.6})$$

L'efficacité de combinaison globale est finalement obtenue par la moyenne des efficacités locales, pondérées par l'intensité :

$$\eta = \frac{\int \eta'(x, y) \sum_n I_n(x, y) dx dy}{\int \sum_n I_n(x, y) dx dy} \quad \text{où} \quad \int \sum_n I_n(x, y) dx dy = P_{tot}. \quad (\text{II.7})$$

Étant donné que le profil d'intensité ainsi que le front d'onde sont mesurables expérimentalement, ce formalisme d'efficacité de combinaison locale est très approprié en pratique. Une mesure expérimentale complète de chaque faisceau à combiner permet ainsi d'évaluer a priori les pertes de la combinaison. *Thielen et al.* ont ainsi calculé avec précision les pertes de combinaison, en bon accord avec l'expérience [Thielen 12].

Élément combineur. Dans ce qui précède, nous avons supposé un élément combineur parfait, sans perte. Cette hypothèse n'est généralement pas justifiée lorsque $N > 2$. Un combineur $N \rightarrow 1$ peut être décrit comme un séparateur $1 \rightarrow N$ avec une répartition de puissance D_n^2 dans chacun des N ordres utiles (voir figure II.3). Bien entendu, l'efficacité de séparation du combineur ($\eta_{BC} = \sum D_n^2$) dans les N ordres utiles n'est pas forcément égale à 1, mais cela sous-entend également que les puissance incidentes lors de la combinaison doivent idéalement suivre une distribution identique au fonctionnement en séparation – sinon des pertes supplémentaires apparaissent. Ces pertes sont toutefois limitées étant donné qu'il s'agit d'écarts de puissance. L'élément majeur ici est principalement l'efficacité du combineur η_{BC} . De façon plus

générale, l'équation II.1 se réécrit de la manière suivante, pour tenir compte de ces effets :

$$P_{comb} = \left| \sum_n D_n E_n \right|^2. \quad (\text{II.8})$$

Lorsque $\eta_{BC} = 1$ et que la répartition est identique dans tous les ordres, $D_n^2 = \frac{1}{N}$. On retrouve ainsi l'équation II.1 précédente.

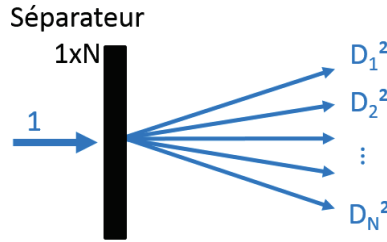


FIGURE II.3: Schéma de principe d'un élément permettant la séparation de $1 \rightarrow N$ faisceaux. D_n^2 représente la distribution de puissance dans le faisceau n pour une puissance incidente de 1.

Paramètres des faisceaux. Le profil de phase et d'intensité d'un faisceau laser le décrit complètement. Ainsi toutes les caractéristiques type divergence, taille de mode, aberrations ou encore la présence de modes d'ordre élevé et les erreurs de pointés se reflètent au travers de ces profils. Tous ces facteurs sont par conséquent des facteurs de dégradation possibles du processus de combinaison. Cette approche via les profils de phase et d'intensité n'identifie pas en particulier la contribution de chaque facteur, mais plutôt l'ensemble des différences entre faisceaux. L'avantage est que ces profils sont mesurables expérimentalement, ce qui donne accès à la valeur maximale atteignable en pratique.

Par ailleurs, une approximation de ces équations a été proposée par *Goodno et al.* au moyen d'une approche perturbative : elle permet de quantifier de manière individuelle les pertes associées à chaque facteur identifié. Cette approche se révèle être très efficace car elle se base uniquement sur la connaissance a priori de l'écart-type des différences entre les faisceaux pour le facteur considéré [Goodno 10] – d'autant plus pratique quand le nombre d'éléments est élevé. Les résultats, développés en particulier pour des faisceaux gaussiens, sont réunis figure II.5. Les différences menant à une baisse d'efficacité de combinaison η de 1% selon chaque facteur sont quantifiées dans le tableau – par exemple, une différence de puissance $\frac{\sigma_P}{P} = 20\%$ conduit à une baisse de 1% d'efficacité, avec σ_P l'écart-type sur les puissances des champs combinés et P la puissance moyenne. Il en ressort que les différences de phase ont l'effet le plus fort, comme attendu d'après nos analyses précédentes.

1.3 Cohérence mutuelle et visibilité

Si on revient aux fondamentaux, le point absolument nécessaire pour obtenir des interférences entre des faisceaux est leur cohérence mutuelle. Lors de l'analyse précédente de l'efficacité de combinaison, nous avons mis de côté cet aspect en supposant une cohérence totale des faisceaux considérés. Or une cohérence partielle se traduit directement par une baisse de l'efficacité de combinaison, inexplicable par les analyses précédentes mais uniquement par une composante incohérente qui n'interfère pas.

Une pratique couramment utilisée pour montrer la bonne cohérence de deux faisceaux est d'observer leur profil d'interférences lorsque celui-ci est formé de franges sombres et brillantes (illustré figure II.4) – en champ lointain ou en introduisant un angle entre les faisceaux. Une bonne visibilité des franges traduit une forte cohérence entre les deux faisceaux. La visibilité

est définie comme :

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} , \quad (\text{II.9})$$

où I_{max} et I_{min} représentent respectivement l'intensité locale des franges brillantes et sombres.

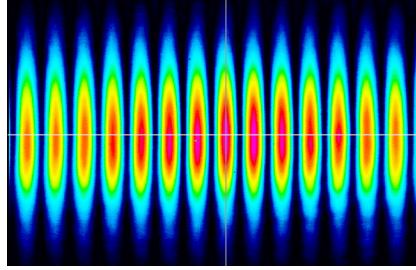


FIGURE II.4: Profil d'interférences typique à deux ondes.

Pour quantifier la cohérence entre deux ondes électromagnétiques, on définit le degré de cohérence complexe g_{12} dont le module exprime la proportion d'énergie cohérente [Mandel 95]. Développons son expression pour une interférence à deux ondes de champ E_1 et E_2 :

$$g_{12} = \frac{\langle E_1 \overline{E_2} \rangle_T}{\sqrt{I_1 I_2}} , \quad (\text{II.10})$$

où $\langle E_1 \overline{E_2} \rangle_T$ représente le facteur de corrélation temporelle entre les deux perturbations E_1 et E_2 , et I_i l'intensité du champ E_i . Alors, l'expression de l'intensité résultant de l'interférence des ondes s'écrit maintenant :

$$I = \frac{1}{2} \left(I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |g_{12}| \cos \Delta\Phi \right) . \quad (\text{II.11})$$

Le degré de cohérence devient alors mesurable de manière expérimentale au travers de la visibilité des franges :

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |g_{12}| . \quad (\text{II.12})$$

Lorsque $|g_{12}| = 1$, la cohérence entre les deux ondes est totale (et respectivement incohérence totale s'il vaut 0). Lorsque le module est inférieur à 1, la cohérence est partielle, cela dégrade bien évidemment le processus de combinaison étant donné que seule la proportion cohérente peut interférer.

En particulier, si les intensités (locales) sont égales, la visibilité est égale au degré de cohérence des ondes. La visibilité est donc une grandeur très qualitative, mais aussi quantitative lors de l'interférence à deux ondes. Le lien à N ondes est néanmoins plus complexe, mais l'évaluation qualitative est toujours valable.

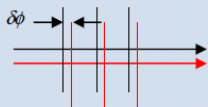
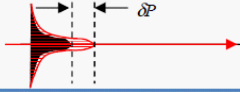


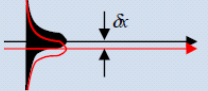
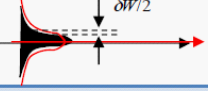
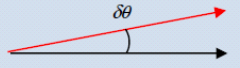
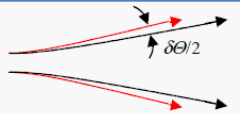
RMS Parameter Variation	Combining Loss, $1-\eta$	Value for 1% Loss	Schematic	Notes
Piston phase, σ_ϕ	σ_ϕ^2	$\sigma_\phi = 0.1$ rad		Also applies to non-common path, intensity-weighted wavefront aberrations
Power fraction, σ_P/P	$\frac{1}{4}(\sigma_P/P)^2$	$\sigma_P/P = 20\%$		$P \sim A^2$, so $\delta P \sim 2 \delta A$; hence $\sigma_P/P = 2 \sigma_A/A$
Optical path mismatch, $c\sigma_\tau$	$\frac{\pi^2}{2\ln(2)} \Delta f_{FWHM}^2 \sigma_\tau^2$	$\Delta f_{FWHM} = 11$ GHz, $c\sigma_\tau = 1$ mm		Loss due to dephasing between beams
Polarization angle, σ_χ	σ_χ^2	$\sigma_\chi = 0.1$ rad		Equivalent to depolarized power loss
Fractional spot displacement, σ_x/W	$2\ln(2)(\sigma_x/W)^2$	$\sigma_x/W = 7\%$		δx = beam position error W = FWHM spot size Loss is for a single transverse axis x .
Fractional spot size, σ_W/W	$\frac{1}{2}(\sigma_W/W)^2$	$\sigma_W/W = 14\%$		W = FWHM spot size Loss is for a single transverse axis x .
Fractional pointing, σ_θ/Θ	$2\ln(2)(\sigma_\theta/\Theta)^2$	$\sigma_\theta/\Theta = 7\%$		$\delta\theta$ = beam pointing error Θ = FWHM divergence Loss is for a single transverse axis x .
Fractional divergence, σ_Θ/Θ	$\frac{1}{2}(\sigma_\Theta/\Theta)^2$	$\sigma_\Theta/\Theta = 14\%$		Θ = FWHM divergence Loss is for a single transverse axis x .

FIGURE II.5: Tolérances sur les différences entre les faisceaux à combiner selon leurs principaux paramètres [Goodno 10].

2 Approche théorique de la mise en phase passive en cavité

La mise en phase d'émetteurs – c'est-à-dire le contrôle de la cohérence des émetteurs – dans une architecture MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*) est simple et directe : elle est assurée par l'injection du laser maître. La mise en phase par cavité étendue est quant à elle beaucoup plus délicate. Cette section est dédiée à l'analyse du verrouillage de phase par cavité étendue par l'intermédiaire d'outils théoriques.

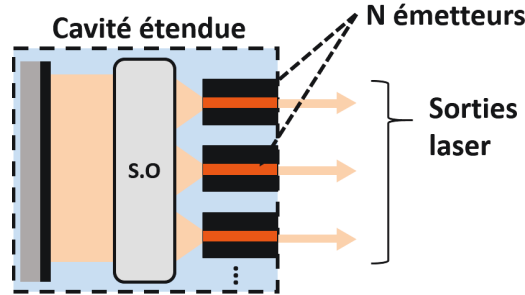


FIGURE II.6: Schéma de principe de la mise en phase d'émetteurs par cavité étendue sur leur face arrière.

Rappelons tout d'abord la problématique générale. Le rôle de la cavité étendue est d'assurer la mise en phase des émetteurs, c'est-à-dire leur cohérence mutuelle. La cavité étendue doit contraindre les émetteurs à fonctionner comme un seul et unique milieu à gain, simplement échantillonné spatialement. Comme nous l'avons évoqué (chapitre I section 2.3.3), cela est obtenu via l'injection mutuelle des émetteurs et un fonctionnement cohérent favorisé (en terme de pertes intra-cavité). Alors les principaux objectifs visés pour la cavité étendue sont les suivants :

- Assurer un partage maximal des photons entre émetteurs,
- Garantir l'existence d'un mode résonnant cohérent dans la cavité,
- Interdire le fonctionnement individuel et incohérent des émetteurs,
- Éviter la compétition entre différents modes cohérents.

Dans la suite, les outils théoriques développés nous permettront de quantifier en particulier ces différents points. Cela nous donnera l'occasion de comparer les différentes architectures que nous étudierons expérimentalement dans les deux prochains chapitres. Nous nous concentrons ici uniquement sur une analyse linéaire de ces architectures de cavité commune, ainsi nous ne considérons aucun effet non-linéaire lié au gain ou à l'intensité optique au sein du semi-conducteur. Cette simplification nous permet de développer une description modale des cavités étendues nous apportant de nombreuses informations, telles que le nombre de modes autorisés dans la cavité, leurs contraintes spectrales, leur discrimination les uns par rapport aux autres, la sensibilité aux variations de phase et finalement la capacité ou non de la cavité à maintenir un mode cohérent passivement.

2.1 Cadre général

On considère tout d'abord que la cavité est formée de N éléments (N émetteurs ou milieux à gain), chacun ne supportant que le mode transverse fondamental. On utilise la notion de super-mode : c'est un mode associé à un fonctionnement cohérent particulier des N émetteurs. Alors le i -ème super-mode de la cavité peut être exprimé comme un vecteur \vec{v}_i de dimension N , dont chaque composante décrit l'amplitude et la phase du champ de l'émetteur correspondant – c'est-à-dire le mode "local". Un super-mode décrit donc un fonctionnement global des émetteurs propre à la cavité considérée. Ces super-modes sont orthogonaux entre eux – ils forment une base orthogonale, un champ optique se propageant dans la cavité peut ainsi être décrit comme une combinaison linéaire de super-modes. Le formalisme utilisé ici nous permettra de

calculer les super-modes d'une cavité et d'en déduire leurs caractéristiques. Par exemple, le fait que nous souhaitons privilégier un seul mode cohérent dans la cavité correspond à privilégier un seul super-mode. En effet, si le mode laser dans la cavité est décrit par un super-mode uniquement, les phases des lasers sont alors verrouillées entre elles dans un état cohérent. En revanche, la présence de N super-modes avec des pertes identiques est plutôt caractéristique d'un fonctionnement incohérent.

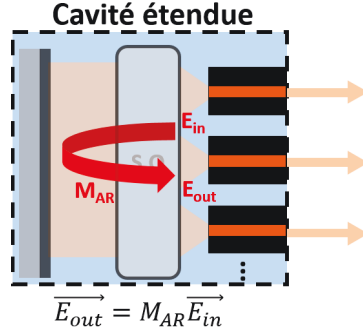


FIGURE II.7: Schéma de principe décrivant le rôle de la matrice M_{AR} qui décrit les effets de la propagation aller-retour dans la cavité étendue. Appliquée à un champ \vec{E}_{in} entrant dans la cavité, elle permet de calculer le champ sortant \vec{E}_{out} après propagation.

Pour calculer ces super-modes propres à la cavité, il nous faut d'abord exprimer la matrice M_{AR} qui décrit l'effet de la propagation d'un champ (vecteur \vec{E}_{in} quelconque) après un aller-retour dans la cavité. La matrice de propagation M_{AR} est construite comme le produit des différents éléments intra-cavité (éléments optiques ou effets de propagation). M_{AR} est ainsi de dimension $N \times N$. Les super-modes sont finalement calculés en résolvant l'équation aux valeurs propres :

$$M_{AR} \vec{v}_i = p_i \vec{v}_i \quad \text{où} \quad \vec{v}_i = \begin{pmatrix} e_1 \\ \vdots \\ e_N \end{pmatrix}_i \quad (\text{II.13})$$

et p_i est la valeur propre associée au vecteur propre \vec{v}_i (ou super-mode) de la matrice. Cette équation indique directement le sens physique de la valeur propre : un super-mode \vec{v}_i effectuant une propagation aller-retour dans la cavité sera au final identique à lui-même, au facteur p_i près. Il peut ainsi subir une modification d'amplitude selon $|p_i|$ et un décalage de phase selon $\text{Arg}(p_i)$.

L'effet laser aura lieu à une longueur d'onde telle que $\text{Arg}(p_i) = 2\pi m$ pour satisfaire la condition de résonance. Cet effet de phase sera étudié plus en détail dans la section 2.3. Cela nous mènera à exprimer les conditions d'existence d'un mode cohérent résonant, mais aussi à évoquer les contraintes propres à un fonctionnement passif auto-organisé.

Le module $|p_i|$ exprime quant à lui le facteur d'atténuation en amplitude du super-mode i . Les pertes en puissance sur un aller-retour s'expriment alors comme $1 - |p_i|^2$. L'analyse modale des cavités, centrée sur l'amplitude uniquement (et non la phase) de p_i , est le sujet de la section 2.2. Cela nous permettra d'identifier les super-modes pour une architecture donnée (via le calcul des \vec{v}_i) et de quantifier leurs pertes (via $|p_i|$).

2.2 Description modale d'une cavité étendue

Nous commençons par étudier le cas de la cavité Michelson à deux émetteurs. La description de la mise en œuvre expérimentale de cette cavité sera décrite dans le chapitre suivant. Cette architecture relativement simple va nous permettre d'illustrer la méthode de calcul des super-modes de la cavité. Nous verrons dans un deuxième temps comment améliorer la description

de la cavité dans une approche matricielle en effectuant non plus un calcul analytique de la matrice \mathbf{M}_{AR} mais un calcul numérique. Enfin nous appliquerons le modèle aux deux cavités étendues que nous avons sélectionnées lorsque $N > 2$, la cavité Talbot et la cavité DOE. Il existe une excellente revue de ces analyses modales appliquées à bien d'autres architectures encore [Khajavikhan 13].

2.2.1 Exemple à $N=2$ en cavité Michelson

Nous considérons ici la mise en phase de deux émetteurs ($N = 2$). Il s'agit d'une cavité de type Michelson constituée des deux milieux à gain, d'une lame séparatrice 50/50 et d'un miroir sur un des bras de l'interféromètre uniquement, afin de fermer la cavité II.8. Une première approche conceptuelle va nous permettre de mieux comprendre le fonctionnement de cette cavité. Si on considère un faisceau optique provenant du miroir de fond de cavité M_0 , il sera séparé en deux faisceaux par la lame BS et injecté dans les milieux à gain avant d'atteindre les miroirs M_1 et M_2 . Le principe de retour inverse de la lumière implique alors que deux faisceaux cohérents (provenant de M_1 et M_2) peuvent se combiner en un sur la lame BS – la répartition de puissance entre les deux bras est bien sûr fonction de leur relation de phase.

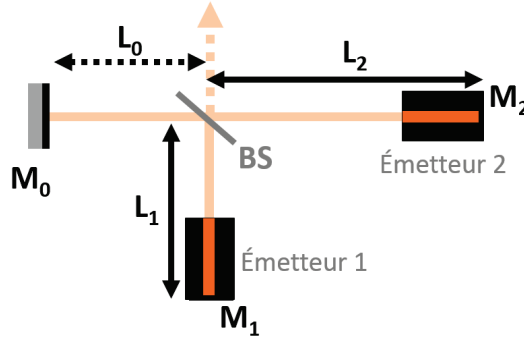


FIGURE II.8: Schéma de la cavité Michelson à deux émetteurs. La cavité est formée entre le miroir M_0 et les miroirs M_1 et M_2 . On distingue les longueurs de bras $L_{1,2}$ depuis les miroirs $M_{1,2}$ jusqu'à la lame séparatrice 50/50 (notée BS). L_0 représente la longueur du bras commun entre la lame BS et le miroir M_0 . Dans notre analyse, nous considérons la longueur L_0 comme nulle, ce qui n'est en pratique jamais le cas – toutefois cette longueur est commune et n'intervient pas dans l'interférence des faisceaux sur la lame BS¹.

Similaire au développement proposé par M. Khajavikan et J. R Leger [Khajavikhan 13], construisons maintenant la matrice de propagation aller-retour de la cavité étendue. Cette matrice \mathbf{M}_{AR} est le produit des différents éléments de la cavité. Partant des miroirs M_1 et M_2 , les faisceaux vont respectivement parcourir L_1 et L_2 (induisant φ_1 et φ_2 ²) ce qui va déterminer leur phase relative sur la lame BS : on modélise cette propagation par la matrice Φ . Ils vont ensuite traverser la lame BS modélisée par la matrice \mathbf{S} où apparaîtront les coefficients de réflexion en amplitude r et t , tels que $r^2 = t^2 = \frac{1}{2}$. Seul le faisceau d'un des bras de l'interféromètre est réfléchi dans la cavité (via le miroir M_0), cela sera représenté par la matrice \mathbf{R}_0 . Vient alors le retour avec une nouvelle traversée de la lame BS (modélisée par \mathbf{S}^T) et la propagation dans les deux bras (Φ). Finalement, la matrice de propagation s'exprime ainsi :

$$\mathbf{M}_{AR} = \Phi \mathbf{S}^T \mathbf{R}_0 \mathbf{S} \Phi . \quad (\text{II.14})$$

avec

$$\Phi = \begin{pmatrix} e^{j\varphi_1} & 0 \\ 0 & e^{j\varphi_2} \end{pmatrix} , \quad \mathbf{S} = \mathbf{S}^T = \begin{pmatrix} r & jt \\ jt & r \end{pmatrix} ,$$

1. La longueur L_0 intervient néanmoins dans la longueur totale de la cavité et ainsi dans le calcul de ses modes longitudinaux, nous y reviendrons un peu plus loin section 2.3.

2. On définit $\varphi_1 = kL_1$ et $\varphi_2 = kL_2$ avec k le nombre d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

$$\mathbf{R}_0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & r_0 \end{pmatrix}. \quad (\text{II.15})$$

où $\varphi_i = kL_i$ est la phase accumulée sur un bras, avec k le nombre d'onde. Après multiplications, la matrice de propagation s'écrit finalement :

$$\mathbf{M}_{AR} = \frac{r_0}{2} \begin{pmatrix} -e^{2j\varphi_1} & je^{j(\varphi_1+\varphi_2)} \\ je^{j(\varphi_1+\varphi_2)} & e^{2j\varphi_2} \end{pmatrix}. \quad (\text{II.16})$$

On peut alors observer une relation linéaire entre les deux colonnes : la matrice \mathbf{M}_{AR} est de rang 1 et n'admet qu'un seul vecteur propre. Cela implique que la cavité Michelson ne supporte qu'un seul super-mode, exprimé de la façon suivante avec sa valeur propre associée :

$$\vec{v}_1 = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{j}{\sqrt{2}} e^{j\Delta\varphi} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad p_1 = -jr_0 e^{j(\varphi_1+\varphi_2)} \cos \Delta\varphi. \quad (\text{II.17})$$

avec $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ la phase relative. L'expression de la valeur propre p_i nous permet de prévoir les pertes de la cavité, son amplitude représente le facteur de transmission en amplitude de la cavité – ou encore sa réflectivité effective $R_{eff,1} = |p_1|^2$. Outre les pertes par les miroirs, on peut évaluer les pertes liées à l'erreur de phase $1 - |p_i|^2 \propto \sin^2 \Delta\varphi$. On retrouve bien un minimum de pertes pour une différence de phase donnée, $\Delta\varphi = 0$ [π]¹.

Finalement, cette analyse nous permet d'affirmer que la cavité Michelson ne supporte qu'un seul super-mode spatial cohérent. Il n'y a donc ici aucune possibilité de compétition entre différents modes cohérents, c'est un avantage de cette architecture. Le partage des photons est aussi assuré, la distribution de puissance selon les deux bras est quant à elle directement liée au coefficient de réflexion de la lame BS. On peut néanmoins se demander à quel point le fonctionnement cohérent est favorisé en comparaison d'un fonctionnement incohérent cette fois. Pour cela, nous pouvons considérer la réflectivité effective de la cavité dans le cas d'un fonctionnement incohérent et totalement indépendant des lasers. Dans ce cas, la réflectivité en puissance s'exprime comme $R_{eff,inc} = r_0^2/4$, étant donné deux traversées de la lame BS. Ce facteur est ainsi 4 fois plus faible que pour un fonctionnement cohérent sans erreur de phase : $R_{eff,1} = r_0^2$. Le fonctionnement incohérent des émetteurs est ainsi défavorisé par des pertes plus importantes dans la cavité.

2.2.2 Calcul numérique de la matrice de cavité

La description matricielle est applicable à toute architecture de cavité étendue [Khajavikhan 13]. La matrice \mathbf{M}_{AR} est généralement calculée de manière analytique comme le produit des matrices décrivant les éléments intra-cavité. C'est exactement ce qu'illustre la partie précédente en s'appuyant sur l'exemple de la cavité Michelson. L'interprétation physique des termes de la matrice est alors très intéressante. On rappelle que la matrice de propagation est de dimension $N \times N$, où N est le nombre d'émetteurs. Physiquement, chaque terme (k, l) de la matrice est interprété comme la contribution du champ complexe e_k émis de l'émetteur k après propagation d'un aller-retour dans la cavité, couplée dans l'émetteur l . En d'autres mots, chaque terme de la matrice est le coefficient de couplage d'un émetteur dans un autre après aller-retour dans la cavité étendue. Si on appelle $\kappa_{k,l}$ les termes de la matrice tels que :

$$\mathbf{M}_{AR} = \{\kappa_{k,l}\}, \quad (\text{II.18})$$

1. La relation de phase $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ [π] équivaut à un maximum de pertes, cela correspond au cas où toute la puissance se trouve sur le second port. La valeur $\frac{\pi}{2}$ n'est pas habituelle, le facteur $\frac{1}{2}$ découle simplement du choix de définition des phases φ_i .

où $\{k, l\} = \llbracket 1, N \rrbracket^2$, alors $|\kappa_{k,l}|$ représente le coefficient de couplage en amplitude de l'émetteur k dans l'émetteur l , et $\text{Arg}(\kappa_{k,l})$ le décalage de phase acquis au cours de la propagation.

En conséquence, il est possible de calculer d'une autre manière la contribution $\kappa_{k,N}$ de chaque émetteur k dans les N autres, et ainsi de reconstruire morceau par morceau la matrice de propagation. Il s'agit cette fois-ci non plus d'un calcul analytique de la matrice, mais d'un calcul numérique. Pour cela, nous avons besoin d'un outil de calcul de la propagation d'un champ dans la cavité. Assurément, cette méthode de calcul est moins directe pour obtenir la matrice, mais nous allons voir qu'elle apporte une description plus rapprochée de la réalité, étant donné que nous passons par une description plus complète de la cavité et donc des effets de la propagation.

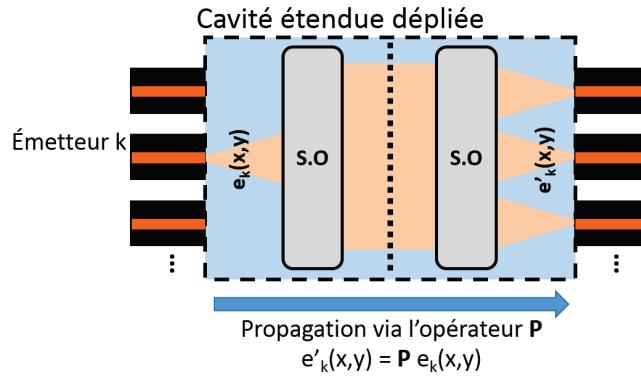


FIGURE II.9: Schéma de la cavité étendue dépliée afin de visualiser la propagation aller-retour d'un champ dans la cavité. Cette propagation est représentée par l'opérateur \mathbf{P} . Comme illustré sur la figure, le profil transverse du champ issu de l'émetteur k après propagation $e'_k(x,y)$ verra son intensité distribuée selon les autres émetteurs dans le cas d'une injection mutuelle.

L'objectif est maintenant de calculer la propagation selon z d'un champ $e_k(x,y)$ à travers la cavité, où $e_k(x,y)$ représente le profil transverse du champ issu de l'émetteur k . Étant donné notre approximation linéaire, on peut exprimer la propagation du champ $e_k(x,y)$ dans la cavité à l'aide d'un simple opérateur \mathbf{P} :

$$e'_k(x,y) = \mathbf{P} [e_k(x,y)] , \quad (\text{II.19})$$

où e'_k représente le champ après un aller-retour dans la cavité (illustré sur la figure II.9). On reconstruit alors les termes de la matrice \mathbf{M}_{AR} en calculant le recouvrement normalisé des champs propagés avec les champs émis :

$$\kappa_{k,l} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} e_l^*(x,y) \times \mathbf{P} [e_k(x,y)] \, dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} e_l^*(x,y) \times e_l(x,y) \, dx dy} . \quad (\text{II.20})$$

Tout l'avantage de cette approche numérique est que désormais nous travaillons avec une description transverse complète du champ. Afin de calculer la propagation (par l'intermédiaire de \mathbf{P}), nous devons également décrire les éléments intra-cavité dans le plan transverse, en terme de masque d'amplitude et de phase. Il nous est alors possible de modifier la cavité pour prendre en compte certains effets et observer leurs conséquences sur la matrice finale, et de cette manière sur les super-modes de la cavité. Par exemple, on peut introduire des aberrations optiques, des erreurs d'alignement ou de positionnement et en déduire à quel point la cavité y est sensible.

Le calcul de la propagation – représenté par l'opérateur \mathbf{P} – est effectué par l'approche classique en optique de Fourier, via la propagation en espace libre. Cette méthode est décrite brièvement dans l'encadré ci-contre. En pratique, en terme de modélisation il s'agit "d'allumer" chaque émetteur l'un après l'autre afin de calculer le champ réfléchi par la cavité et de

construire la matrice de propagation colonne par colonne. Nous restreignons volontairement les calculs à une description du champ selon la dimension horizontale (plan des émetteurs), où apparaît le phénomène de superposition des faisceaux qui nous intéresse.

Propagation en espace libre, optique de Fourier

La propagation d'un champ complexe sur une distance z peut être calculée via l'optique de Fourier et sa propagation en espace libre, tant que z est grand devant la longueur d'onde λ , $z \gg \lambda$ [Goodman 05].

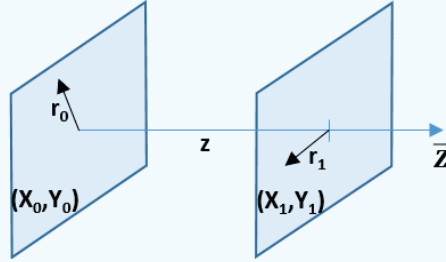


FIGURE II.10: Propagation selon l'axe z depuis le plan (X_0, Y_0) vers le plan (X_1, Y_1) .

La transformée de Fourier du champ complexe $e(r_0, z = 0)$ est le spectre angulaire $V(\omega, z = 0)$, où ω est la fréquence spatiale. La propagation à un plan localisé à la distance z_1 induit un décalage de phase lié à la distance de propagation : le spectre angulaire $V(\omega, z_1)$ est déduit de $V(\omega, z = 0)$ en multipliant par la fonction de phase $H_{01}(\omega)$. La transformée de Fourier inverse de $V(\omega, z_1)$ apporte alors l'amplitude complexe du champ à la distance z_1 . $H_{01}(\omega)$ est appelée fonction de transfert de l'espace libre.

En résumé, on a :

$$H_{01}(\omega) = \text{TF}\{h(r_{01})\} \quad \text{avec} \quad h(r_{01}) = \frac{1}{j\lambda} \frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}}. \quad (\text{II.21})$$

où $\vec{r}_{01} = \vec{r}_1 - \vec{r}_0$ et r_i est le vecteur position du plan (X_i, Y_i) .

Ainsi,

$$V(\omega, 0) = \text{TF}\{e(r_0, 0)\} \quad \text{et} \quad V(\omega, z_1) = V(\omega, 0) \times H_{01}(\omega),$$

$$e(r_1, z_1) = \text{TF}^{-1}\{V(\omega, z_1)\}. \quad (\text{II.22})$$

En utilisant l'équation II.22, nous sommes en mesure de calculer la propagation du champ issu d'un émetteur jusqu'à un plan spécifique où se trouve un élément intra-cavité qui agit sur la propagation – chaque élément optique étant décrit par une fonction de transfert complexe (lentille, DOE, lame séparatrice, etc.). Finalement, en propageant le champ optique à travers un ensemble de plans où les fonctions de transfert sont appliquées, nous sommes capables de calculer le champ réfléchi par la cavité étendue après un aller-retour.

2.2.3 Cavité Talbot

La cavité Talbot tire profit d'un effet de diffraction en champ proche, l'effet Talbot. Nous l'avons expliqué en détail dans le chapitre précédent (section 2.3.3 page 35). Pour rappel, il s'agit d'un effet d'auto-imagerie par diffraction pure, ainsi la cavité est composée uniquement d'un miroir plan positionné à la distance $L_{ext} = \frac{Z_T}{4} = \frac{p^2}{2\lambda}$ des émetteurs, où p est le pas entre émetteurs, afin de provoquer l'effet d'auto-imagerie exactement après un aller-retour. Pour cette cavité très simple, l'intérêt du calcul numérique de la matrice n'est pas évident étant donné

le peu d'éléments intra-cavité. Néanmoins, cela permettra de valider le modèle numérique en comparaison avec le calcul analytique tout en analysant une architecture qui sera mise en place expérimentalement par la suite. Le schéma de la cavité est rappelé figure II.11(a). On utilise ici les paramètres correspondant au cas expérimental étudié plus loin. Il s'agit d'une barrette de $N = 10$ émetteurs, larges de $2w_x = 4 \mu m$, au pas de $p = 120 \mu m$ – le facteur de remplissage est $F = \frac{2w_x}{p} = 0,03 \ll 1$. La longueur de cavité est alors de $L_{ext} = \frac{Z_T}{4} \simeq 7 \text{ mm}$.

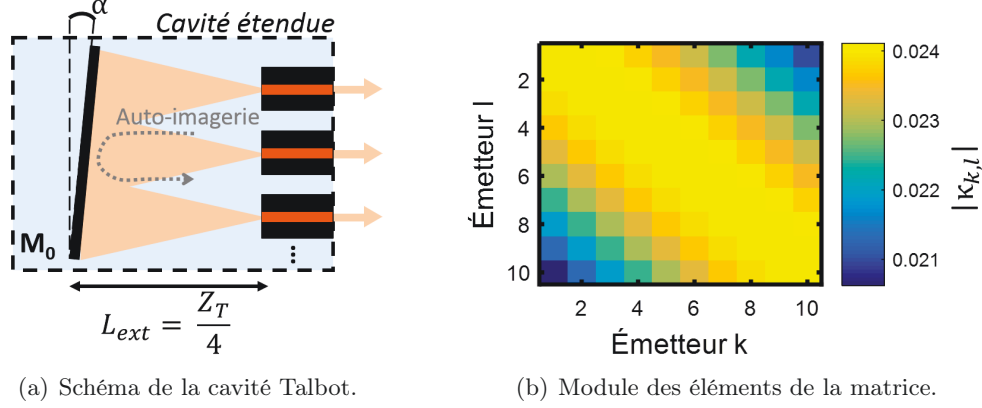


FIGURE II.11: Illustration de la cavité Talbot (a) et des éléments de la matrice de cavité \mathbf{M}_{AR} calculés numériquement, $|\kappa_{k,l}|$.

De manière analytique d'abord, dans le cas où $F \ll 1$, l'analyse des vecteurs propres de la matrice de cavité \mathbf{M}_{AR} indique la présence d'un super-mode uniquement [Khajavikhan 13]. La présence d'un unique super-mode est toutefois propre à notre configuration, et en particulier au facteur de remplissage de la barrette : lorsque celui-ci se rapproche de 1, des super-modes supplémentaires peuvent exister dans la cavité – cela a été mis en évidence dans la configuration étudiée par D. Pabœuf, où le facteur de remplissage est $F \approx 0,3$ [Pabœuf 09]. Avec le miroir positionné à un angle $\alpha = \frac{\lambda}{2p} \approx 0,2^\circ$, le super-mode sélectionné correspond au mode en phase de la barrette : tous les émetteurs sont en phase. Toujours dans le cas où $F \ll 1$, la réflectivité effective du super-mode s'exprime alors comme $R_{eff,1} = |p_1|^2 = |N\sqrt{\frac{F}{2}}|^2$ – si on suppose une réflectivité de 1 pour le miroir M_0 et qu'on néglige les erreurs de phases, et vaut dans notre cas près de 6%. Cela indique que les pertes de la cavité sont très importantes. Ces pertes proviennent de la diffraction : des images supplémentaires inutiles des émetteurs sont créées au delà de la barrette. L'ampleur de ces pertes est directement relié au facteur de remplissage $F = \frac{2w_x}{p}$ faible de la barrette.

De façon numérique maintenant, la matrice est calculée en propageant un à un les champs issus de chaque émetteur, comme décrit précédemment. L'analyse des vecteurs propres de la matrice nous confirme la présence d'un seul super-mode dont la valeur propre est non-nulle. On calcule de plus sa réflectivité effective à près de 6%, similaire à celle prédite par le calcul analytique. Ceci nous permet de valider notre modèle numérique. La distribution d'intensité relative du super-mode selon les émetteurs ainsi que les phases sont représentées figure II.12(a). Les fortes pertes sont illustrées par la distribution d'intensité selon les images formées après la propagation aller-retour dans la cavité, illustré figure II.12(b).

La réflectivité effective du super-mode en phase peut être évaluée en fonction de la longueur L_{ext} de la cavité. C'est ce qui est présenté figure II.13 avec de plus celle du mode hors phase. Cela nous permet d'observer que la cavité ne supporte pas toujours un seul et unique super-mode, notamment à $L_{ext} = \frac{Z_T}{2}$, où les modes en phase et hors phase ont une réflectivité égale. On voit bien tout l'intérêt de se placer à $L_{ext} = \frac{Z_T}{4}$ pour éviter toute compétition modale, puis d'appliquer un angle au miroir de façon à sélectionner le mode en phase (l'angle α a pour effet d'interchanger les deux courbes) – l'effet de l'angle α sur le miroir M_0 a été détaillé dans le chapitre précédent, section 2.3.3 page 35, ainsi que dans [Pabœuf 11].

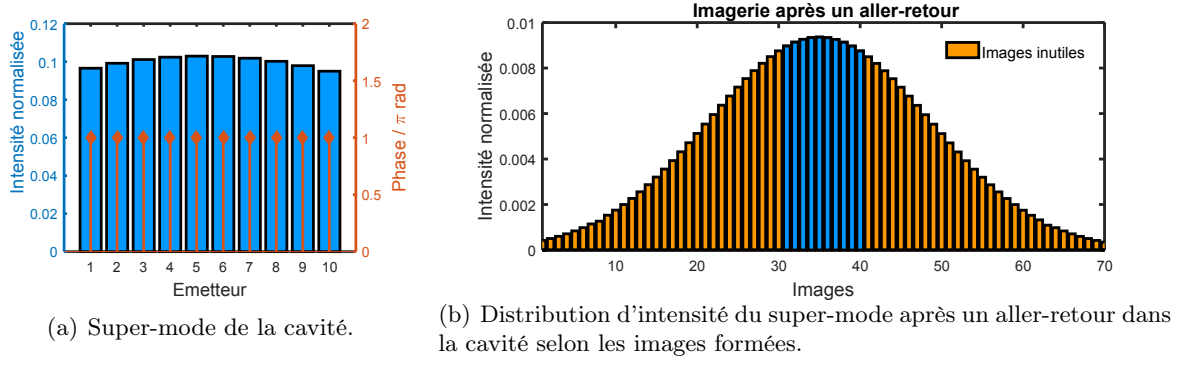


FIGURE II.12: Profil du super-mode imposé par la cavité Talbot (a) et champ retour après propagation (b). On observe un nombre considérable d'images formées après propagation en dehors de la barrette (*images inutiles* en orange), seules les images colorées en bleu sont formées sur un émetteur de la barrette. Cela est directement relié au faible facteur de remplissage de la barrette et provoque les fortes pertes de la cavité étendue Talbot. $N = 10$; $2w_x = 4 \mu m$; $p = 120 \mu m$; $L_{ext} = \frac{Z_T}{4} \simeq 7 mm$.

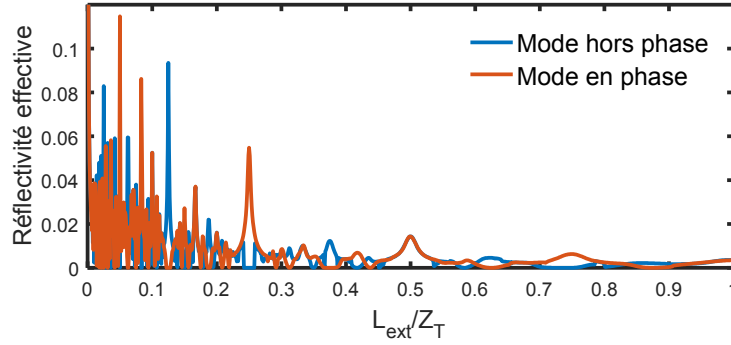


FIGURE II.13: Réflectivité effective de la cavité Talbot en fonction de la longueur de cavité L_{ext} (comparée à la distance Talbot Z_T) pour le mode en phase et le mode hors phase. Le cas idéal $L_{ext} = \frac{Z_T}{4}$ procure une discrimination maximale entre ces deux modes, tout en fournissant une réflectivité plus importante qu'à des longueurs supérieures.

Étant donné que la distance Talbot dépend de la longueur d'onde, la cavité étendue possède une certaine sélectivité spectrale. C'est-à-dire qu'à paramètres de cavités fixes (longueur et angle), la cavité est optimisée pour une bande spectrale spécifique. Néanmoins on montre par le calcul numérique que cette bande spectrale est très large, bien plus encore que la bande spectrale de gain de nos émetteurs – la réflectivité effective en fonction de la longueur d'onde est illustrée figure II.14 : sur une bande spectrale de $20 nm$ on perd au maximum un facteur 0,6 sur la réflectivité. Dans notre mise en œuvre expérimentale, la cavité étendue n'aura alors aucun effet sur le choix de la longueur d'onde laser.

Nous pouvons finalement évaluer le fonctionnement incohérent et totalement indépendant d'un émetteur dans cette cavité étendue, afin de comparer ce fonctionnement à celui collectif dans le super-mode. On calcule ainsi le recouvrement du champ propagé avec le champ initial. La réflectivité effective d'un tel fonctionnement est calculée à $R_{eff,inc} = 0,05\%$, soit cent fois plus faible que pour un fonctionnement cohérent. La cavité Talbot constitue ainsi une bonne architecture pour la mise en phase grâce à sa forte discrimination modale et à l'interdiction d'un fonctionnement incohérent. La forte discrimination modale obtenue n'est toutefois pas caractéristique d'une cavité Talbot mais dépend directement de la barrette de diode utilisée via son facteur de remplissage. Finalement, les résultats sont identiques à l'approche analytique, notre modèle est validé.

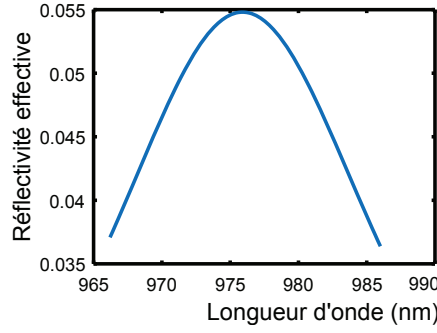


FIGURE II.14: Réflectivité effective de la cavité Talbot pour le super-mode en phase en fonction de la longueur d'onde, à paramètres de cavité fixes (longueur, angle α). Le maximum est atteint à la longueur d'onde de $\lambda = 976 \text{ nm}$ pour laquelle $L_{ext} = \frac{\lambda_T}{4}$.

2.2.4 Cavité DOE

Cette architecture est basée sur l'utilisation d'un réseau de phase (DOE) comme séparateur et combineur de N faisceaux intra-cavité. La modélisation du DOE utilisé est explicitée dans la section 3 de ce chapitre, avec le motif de la figure II.25(c) associé au profil de diffraction II.25(d). Cette cavité sera également mise en œuvre expérimentalement dans le dernier chapitre, où nous la décrirons plus en détail. Succinctement, cette architecture est composée de deux optiques entre lesquelles est positionné le DOE, et fermée par un miroir plan – elle est illustrée sur la figure II.15. La barrette utilisée est constituée de $N = 5$ émetteurs au pas $p = 1 \text{ mm}$, de largeur $2w_x \simeq 2,5 \mu\text{m}$. Le réseau de phase employé fournit une efficacité de diffraction $\eta_{DOE} = 98\%$ dans les cinq ordres utiles (son pas est de $\Lambda_{DOE} = 78 \mu\text{m}$).

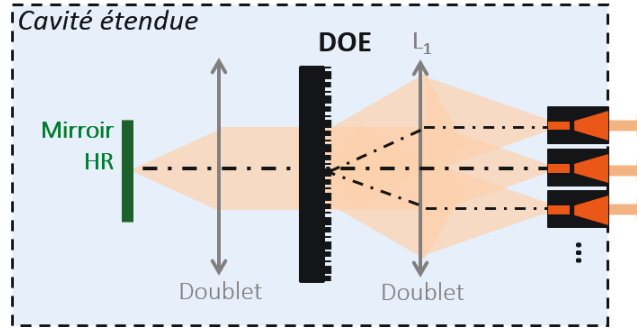


FIGURE II.15: Schéma de la cavité interférométrique basée sur l'utilisation d'un DOE.

Le calcul numérique de la matrice de propagation \mathbf{M}_{AR} nous permet de faire l'analyse de ses modes propres. Une fois de plus, un seul et unique super-mode possède une valeur propre non-nulle. Sa distribution en intensité et en phase selon les émetteurs est décrite sur la figure II.16(a). La réflectivité du super-mode atteint $R_{eff,1} = 0,96 = (\eta_{DOE})^2$. On retrouve ici directement l'efficacité du DOE, appliquée deux fois pour modéliser le double passage. Effectivement, les optiques modélisées étant des masques de phase purs, il n'y a aucune perte possible autrement qu'avec le DOE. Étant donné que l'efficacité de combinaison du DOE dépend directement de la relation de phase entre les faisceaux à combiner, c'est bien cet élément qui détermine le super-mode. On retrouve dans le super-mode calculé (figure II.16(a)), la distribution de phase et d'intensité pour une combinaison optimale par le DOE, qui n'est rien d'autre que la distribution de diffraction obtenue en séparation $1 \rightarrow 5$ (illustrée figure II.25(d)).

Néanmoins, pour une combinaison efficace la bonne relation de phase entre les émetteurs ne suffit pas. Il faut également que l'angle d'incidence relatif sur le DOE entre deux émetteurs adjacents soit fixé, $\theta = \frac{\lambda}{\Lambda_{DOE}}$ avec Λ_{DOE} le pas du réseau de phase. On aperçoit alors que cette condition implique directement une sélectivité spectrale de la cavité étendue, à travers le

DOE. Pour une même cavité, on peut ainsi calculer numériquement la réflectivité effective du super-mode en fonction de la longueur d'onde laser. Cet effet de sélectivité spectrale du DOE est illustré figure II.16(b), où on observe une sélection assez fine avec $\Delta\lambda_{FWHM} \simeq 1,5 \text{ nm}$. La longueur d'onde centrale peut quant à elle être modifiée par le choix de la distance focale de l'optique L_1 , qui permet d'ajuster l'angle d'incidence des faisceaux sur le DOE.

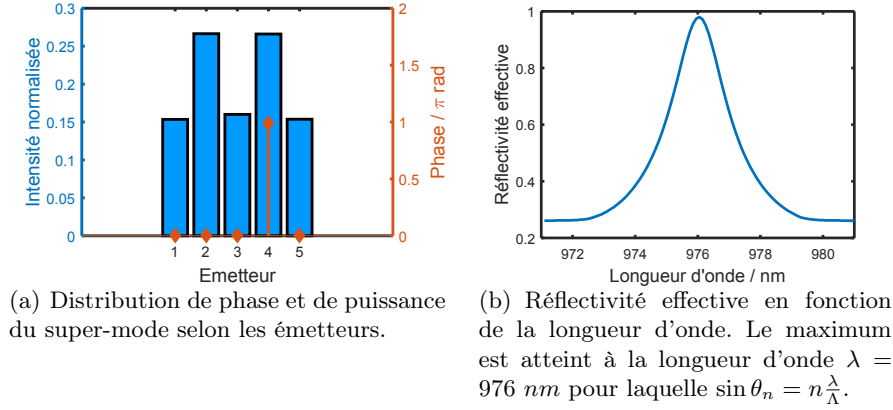


FIGURE II.16: Représentation du super-mode ainsi que de sa réflectivité effective en fonction de la longueur d'onde pour la cavité avec DOE.

Concernant le fonctionnement incohérent des émetteurs dans cette architecture, la réflectivité effective est de l'ordre de $R_{eff,inc} \approx \left(\frac{1}{N}\right)^2 = 4\%$ (le champ va subir une transmission en puissance d'environ $\frac{1}{N}$ à chaque passage à travers le DOE). Une fois encore, le fonctionnement cohérent est favorisé par une meilleure réflectivité du champ par la cavité, de plus d'un facteur 20 dans le cas présent.

L'intérêt des calculs numériques pour cette cavité étendue est évident : il s'agit d'une architecture plus complexe que la cavité Talbot, avec de nombreux éléments intra-cavité. Il serait ainsi intéressant d'évaluer plusieurs aspects réels de la mise en œuvre expérimentale, et leurs effets directs sur la description modale de la cavité – en termes d'excitation de super-modes supplémentaires ou d'augmentation des pertes, tels que :

- Les effets d'aberrations optiques dans la cavité (ces dernières vont en particulier influencer sur l'efficacité de combinaison du DOE).
- Les réflexions parasites sur les optiques, couplées en retour dans les émetteurs.
- La sensibilité au positionnement de certains éléments optiques (particulièrement le DOE qui influe considérablement sur le super-mode).
- Les effets d'erreurs de phase entre émetteurs (possible également par la méthode analytique).

Nous n'avons pas eu le temps de creuser ces points, mais les outils numériques pour le faire sont disponibles.

2.3 Filtrage spectral et auto-organisation

Comme dans une cavité laser élémentaire, le fonctionnement de plusieurs émetteurs en cavité étendue doit satisfaire la condition de résonance : le mode laser oscillant se trouve en phase après un aller-retour dans la cavité, ce que nous avons décrit précédemment par $\text{Arg}(p_i) = 2\pi m$. Seules certaines longueurs d'onde satisfont cette condition de résonance, cela implique un effet de filtrage spectral par la cavité. Deux méthodes de calcul analytique permettent de décrire l'effet de filtrage spectral par la cavité. La première reprend la description modale précédemment établie en portant attention au terme de phase $\text{Arg}(p_i)$ de la valeur propre p_i du super-mode – elle est développée dans la section 2.3.1. La seconde développe quant à elle la condition de résonance pour chaque sous-cavité qui compose la cavité étendue à N émetteurs,

en calculant la réflectivité équivalente de chaque sous-cavité – c’est le sujet de la section 2.3.2. Ces deux méthodes de description des conditions de résonance sont similaires, elles diffèrent simplement dans le développement des calculs : il s’agit de deux façons différentes de dire la même chose. En définitive ces analyses nous permettront de déterminer les contraintes sur nos architectures de cavité afin de s’assurer de la présence d’un mode cohérent résonnant. Nous verrons également que cela est directement lié à la capacité de la cavité à maintenir de manière auto-organisée le fonctionnement cohérent des émetteurs par modification de la longueur d’onde.

2.3.1 Analyse modale, exemple à $N=2$ en cavité Michelson

Reprenons ici le cas de la cavité Michelson développé précédemment. Nous avons détaillé l’analyse modale de la cavité dans la section 2.2.1, composée de deux bras de longueurs L_1 et L_2 et d’une lame séparatrice (figure II.8). Nous reprenons alors l’expression de la valeur propre du super-mode obtenue :

$$p_1 = -jr_0 e^{j(\varphi_1 + \varphi_2)} \cos \Delta\varphi ,$$

que nous pouvons réécrire :

$$p_1 = -jr_0 e^{jk(L_1 + L_2)} \cos k\Delta L , \quad (\text{II.23})$$

où $\Delta L = L_2 - L_1$ et $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le nombre d’onde angulaire. L’oscillation laser peut avoir lieu uniquement aux nombres d’onde k qui remplissent la *condition de résonance*, c’est-à-dire $\text{Arg}(p_1) = 2\pi m$ soit $k = m \frac{2\pi}{L_1 + L_2}$, où m est un entier. L’ensemble de ces nombres d’onde k résonnants est associé aux modes longitudinaux de la cavité. $\Delta k = \frac{2\pi}{L_1 + L_2}$ est ainsi l’intervalle spectral libre de la cavité globale, de longueur¹ moyenne $\frac{1}{2}(L_1 + L_2)$. On remarque cependant que tous les modes longitudinaux n’ont pas le même niveau de pertes dans la cavité – les pertes étant exprimées comme $1 - |p_1|^2$ on peut les déduire de la réflectivité effective :

$$R_{eff,1} = |p_1|^2 \propto |\cos k\Delta L|^2 . \quad (\text{II.24})$$

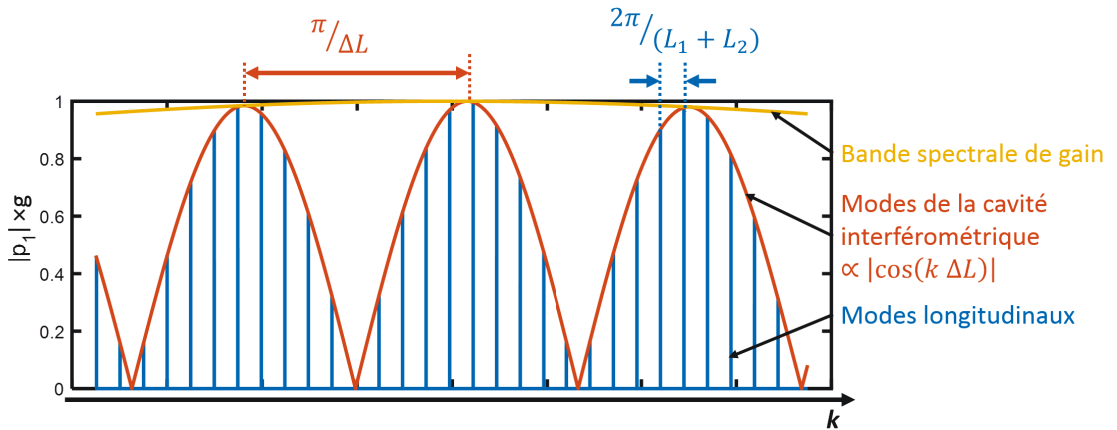


FIGURE II.17: Réflectivité effective de la cavité en fonction du nombre d’onde k dans le cas $r_0 = 1$.

La réflectivité effective de la cavité pour les différents modes longitudinaux est donc modulée en fonction de $k_i\Delta L$ (voir figure II.17). Les maxima de cette modulation représentent les

1. La longueur de la cavité globale est $\frac{1}{2}(L_1 + L_2)$ (soit $L_1 + L_2$ aller-retour) si on considère une longueur L_0 nulle (distance entre la lame BS et le miroir M_0 , illustrée figure II.8). De manière plus générale, elle s’écrit $\frac{1}{2}(L_1 + L_2) + L_0$ – la résonance correspondant à cette cavité est donc modifiée en conséquence, $k_i = m \frac{2\pi}{L_1 + L_2 + 2L_0}$. On rappelle que l’intervalle $\Delta k = \frac{\pi}{L}$ correspond à l’intervalle $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$ en fréquence.

"modes" de la cavité interférométrique : les faisceaux provenant des deux bras de la cavité y sont totalement en phase, les interférences sont ainsi constructives et les pertes minimales. Cette modulation est contraignante du fait de sa période plus grande que l'écart entre deux modes longitudinaux consécutifs. Pour s'assurer de la présence de modes résonnants, il faut comparer cette période à la bande spectrale de gain des émetteurs considérés. On note $2\Delta k_g$ la bande de gain totale disponible. On en déduit deux régimes de fonctionnement [Khajavikhan 13] :

Auto-organisé : Lorsque $\Delta k_g \Delta L \gg \pi$, la modulation d'amplitude de la réflectivité effective de la cavité en $|\cos k_i \Delta L|$ présente de nombreuses périodes au sein de la bande de gain – comme illustré figure II.18(b) et II.17. Dans ce cas, un changement de mode longitudinal affecte considérablement la réflectivité effective de la cavité. Alors une perturbation de la cavité à travers la fluctuation des longueurs de bras peut être tolérée par le biais d'un saut de mode longitudinal de plusieurs intervalles spectraux afin de retrouver un maximum de réflectivité, au voisinage d'un autre mode de la cavité interférométrique. On autorise ainsi un comportement "d'auto-organisation", caractérisé par un saut de mode "lointain" afin de conserver des pertes minimales. En considérant dans notre cas $\Delta k_g \sim 300 \text{ cm}^{-1}$ – soit une largeur spectrale de gain d'environ 10 nm autour de 975 nm – ce régime correspond à une différence de longueur de bras $\Delta L \gg 100 \mu\text{m}$. La condition supplémentaire $L_1 + L_2 \gg \Delta L$ implique que les modes longitudinaux et les modes de la cavité interférométrique possèdent des écarts très différents. Cette condition assure un fonctionnement optimal en acceptant de très nombreux maxima de réflectivité (illustré figure II.18(c)).

Instable : Lorsque $\Delta k_g \Delta L \ll \pi$, les pertes associées à la cavité interférométrique sont équivalentes quel que soit le mode longitudinal choisi. En effet, l'écart entre deux modes de la cavité interférométrique est alors très supérieur à la largeur spectrale de gain disponible (voir figure II.18(d) gauche). Dans ce cas l'auto-organisation de la cavité n'est pas possible. En d'autres termes, la modification du nombre d'onde (i.e. changement de mode longitudinal) n'est pas en mesure de corriger des modifications de ΔL , la cavité n'a aucun moyen de maintenir le mode cohérent si elle subit des perturbations. Il peut s'agir de fluctuations thermiques ou de vibrations mécaniques qui viennent modifier la longueur des chemins optiques par exemple. L'existence d'un mode résonnant cohérent dans ce régime est finalement fortement défavorisée. En règle générale, elle n'est réalisable qu'avec l'aide d'une action extérieure, comme une stabilisation active de la longueur des bras par exemple – c'est ce qui est illustré figure II.18(d) où on observe petit à petit l'égalesation des longueurs L_1 et L_2 (modulo $\frac{\lambda}{2}$).

La cavité Michelson est ainsi une cavité globale composée d'une sous-cavité, sa partie interférométrique. Les pertes minimales de la cavité sont obtenues lorsque le mode laser est résonnant avec toutes les sous-cavités [Sabourdy 03]. C'est ce que nous avons exprimé, avec une cavité globale de longueur moyenne $\frac{1}{2}(L_1 + L_2)$ et une résonance à $k = m \frac{2\pi}{L_1 + L_2}$, couplée à une sous-cavité de longueur ΔL résonnante pour $k = m' \frac{\pi}{\Delta L}$.

2.3.2 Cavité étendue à N émetteurs

La deuxième méthode de développement des calculs se base sur l'expression de la *réflectivité équivalente* des sous-cavités qui composent la cavité globale. En utilisant la méthode du "champ circulant", il s'agit finalement de déterminer la réponse spectrale d'une cavité interférométrique à N bras. Plusieurs bras en parallèle – tels que les bras 1 et 2 dans la cavité Michelson – sont ainsi équivalents à un miroir dont la réflectivité est fonction du nombre d'onde k , on parle de réflectivité équivalente des sous-cavités, c'est ce qui est illustré sur la figure II.19. Nous ne détaillerons pas le déroulement des calculs – l'analyse complète est disponible dans les travaux de thèse de G. Bloom – et utiliserons directement les résultats qui en découlent [Bloom 12].

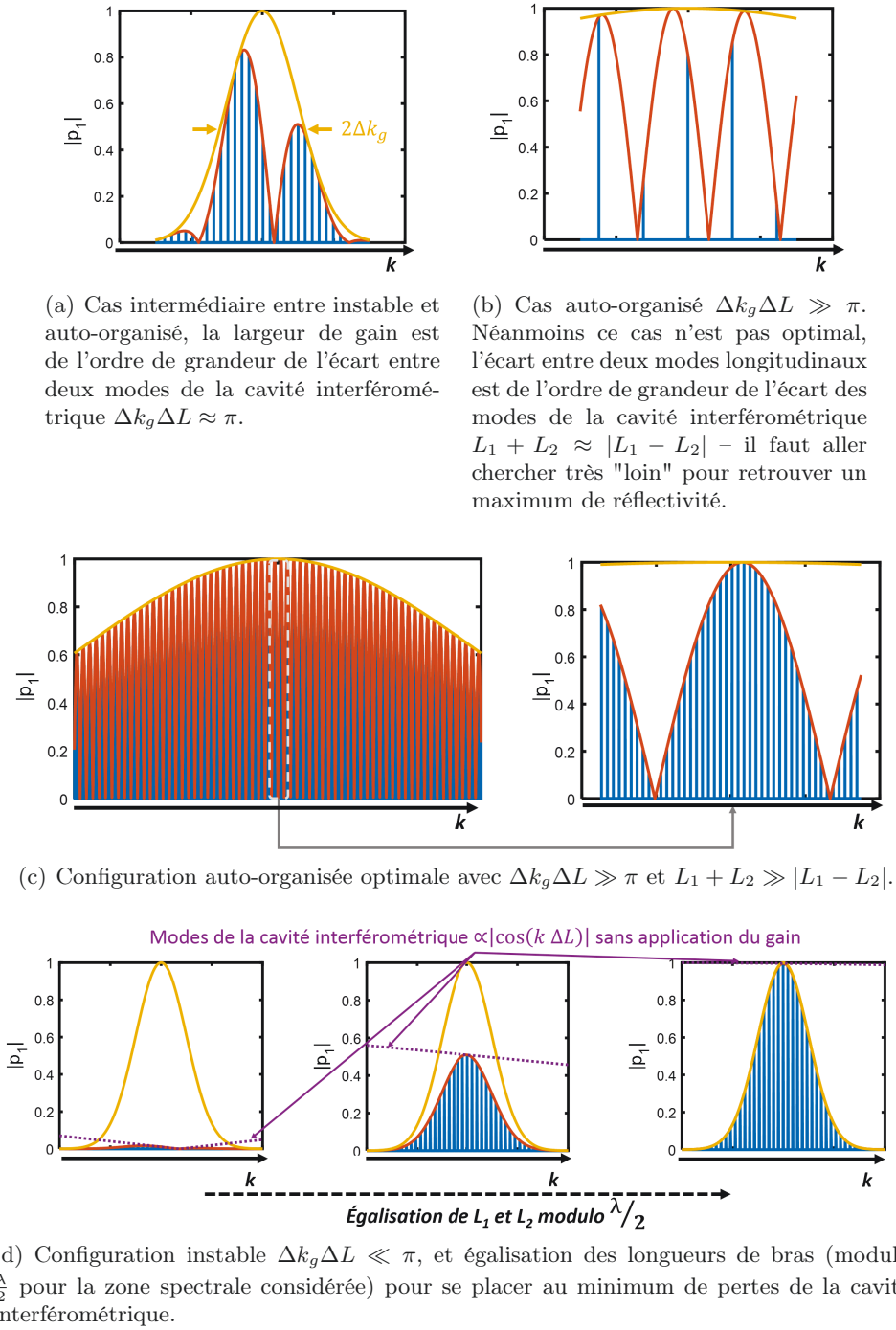


FIGURE II.18: Représentation spectrale de la réflectivité effective en fonction du nombre d'onde k pour différentes configuration de cavité Michelson ($N=2$) illustrant le phénomène d'auto-organisation.

Pour la cavité Michelson, en utilisant la méthode du champ circulant et le calcul par réflectivité équivalente de la sous-cavité, on retrouve la condition exprimée auparavant pour l'existence d'un mode résonnant dans la cavité. Et de manière générale, afin de s'assurer de la présence de nombreux maxima de réflectivité dans la bande de gain et permettre l'auto-organisation de la cavité :

$$\Delta k_g \Delta L \gg \pi , \quad (\text{II.25})$$

où $2\Delta k_g$ est la bande de gain totale des émetteurs considérés. On peut ajouter que de manière optimale, il faut également $L_1 + L_2 \gg |L_1 - L_2|$, afin de s'assurer que les périodes des deux

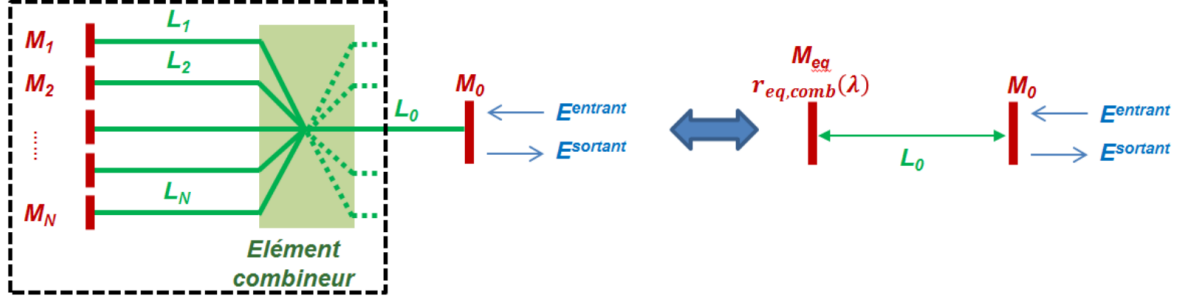


FIGURE II.19: Principe du calcul de réflectivité équivalente : les N sous-cavités constituées par les N bras de l'interféromètre sont équivalentes à un miroir dont la réflectivité est fonction de la longueur d'onde [Bloom 12].

filtres spectraux différent¹ (pour autoriser le recouvrement de deux maxima dans la bande de gain), comme évoqué plus haut.

L'extension au cas général N quelconque correspond au cas de la cavité DOE. Cette dernière est construite comme N bras (ou sous-cavités) en parallèle et un élément combineur. On peut pressentir que la situation va devenir plus contraignante ici étant donné le grand nombre de conditions de résonance à respecter. C'est en effet le cas, le résultat général s'exprime ainsi : pour que subsiste un mode laser résonnant dans toutes les sous-cavités, il faut qu'il existe dans la bande spectrale de gain un nombre d'onde k tel que :

$$k = m_{p,q} \frac{\pi}{\Delta L_{p,q}}, \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \Delta L_{p,q} = L_p - L_q \\ p \in \llbracket 2, N \rrbracket, \quad q < p \\ m_{p,q} \in \mathbb{Z} \end{cases} \quad (\text{II.26})$$

où $\Delta L_{p,q}$ représente la différence de longueur entre les bras p et q . La réponse spectrale de la cavité est de plus en plus complexe à mesure que N augmente : il devient de plus en plus difficile de trouver une superposition des maxima de chaque filtre spectral (que représente chaque sous-cavité), afin d'autoriser le fonctionnement auto-organisé de la cavité. D'autant plus que l'utilisation d'un réseau de phase intra-cavité ajoute un filtre spectral supplémentaire ce qui réduit la bande de gain disponible – comme évoqué précédemment figure II.16(b).

Si l'on souhaite obtenir un comportement auto-organisé de la cavité, on pressent que le nombre maximum d'émetteurs à combiner N est limité. L'estimation d'un nombre maximum est un sujet d'analyse récurrent en combinaison cohérente, et plusieurs modèles prédisent une décroissance exponentielle de l'efficacité du processus en fonction de N [Corcoran 92, Kouznetsov 05, Bloom 12]. L'estimation de cette limite dépend toutefois énormément de la configuration de la cavité (longueur totale, avec ou sans DOE, etc.), des contraintes du système (en termes d'encombrement notamment) et des émetteurs eux-mêmes, en particulier leur bande spectrale de gain. Il est donc très difficile de généraliser.

On peut néanmoins essayer de l'estimer de manière simple, dans notre cas avec utilisation d'un réseau de phase intra-cavité qui réduit la bande de gain disponible à environ $\Delta k_g \sim 30 \text{ cm}^{-1}$, soit une bande spectrale totale de 1 nm . Dans ce cas, il nous faut au moins $\Delta L_{p,q} \geq 50 \text{ mm}$ pour obtenir un écart entre deux modes consécutifs de chaque sous-cavité de $\delta k \leq 0,6 \text{ cm}^{-1}$, soit un écart de $\delta \lambda \leq 10 \text{ pm}$. C'est-à-dire que chaque sous-cavité possède une centaine de maxima de réflectivité dans la bande spectrale disponible $2\Delta k_g$. En s'assurant que les différences de bras $\Delta L_{p,q}$ soient suffisamment différentes les unes des autres, on permet le recouvrement de maxima associés aux différents filtres spectraux et donc une réflectivité élevée. Bien que pour estimer sa valeur il faudrait appliquer une étude statistique de recouvrement des maxima (comme ce qui est généralement fait dans la littérature [Kouznetsov 05]),

1. En prenant en compte la longueur L_0 , cette condition devient $L_1 + L_2 + 2L_0 \gg |L_1 - L_2|$.

il est acceptable de considérer que nous avons choisi $\Delta L_{p,q}$ suffisamment grand pour que la réflectivité effective soit supérieure à celle d'un fonctionnement incohérent – qui vaut environ $\frac{1}{N^2}$. Alors un fonctionnement cohérent est théoriquement atteint.

Il est important d'insister sur le fait que dans notre configuration, la problématique de la réflectivité maximale est moins critique que dans la littérature. Il suffit d'avoir une réflectivité raisonnable (supérieure à celle associée au fonctionnement incohérent), même si elle n'est pas maximale, pour mettre en phase les émetteurs. Ici, cela ne conduit pas à une dégradation de l'efficacité de combinaison – combinaison effectuée extra-cavité –, l'impact est donc moindre.

Si on reprend maintenant notre estimation, le nombre maximum d'émetteurs est alors limité non pas par l'efficacité de combinaison mais par la taille du système¹, c'est-à-dire la capacité à construire N bras de longueurs différentes dans la cavité – toutefois en supposant que la réflectivité est suffisante pour privilégier le fonctionnement cohérent indispensable. Si on contraint la taille du système à une cavité de longueur ≤ 500 mm, alors on peut estimer que le nombre maximum d'émetteurs est de l'ordre de $N \leq 10$.

Toutefois si on considère maintenant le schéma expérimental de la cavité DOE proposé figure II.15 (page 71), la longueur des bras est la distance depuis chaque émetteur jusqu'au réseau de phase : elle est identique pour tous les bras. En effet il est bien plus commode (et compact) de construire une cavité avec DOE dont toutes les longueurs de bras sont identiques : une simple lentille de Fourier permet une bonne superposition des faisceaux. Ainsi $\Delta L_{p,q} \simeq 0$ et il existe *au mieux* un seul mode résonant de la cavité. Cette architecture correspond au cas que nous avons nommé "instable", dans le sens où elle n'autorise pas l'auto-organisation de la cavité par ajustement du mode longitudinal. On peut d'ores et déjà envisager un contrôle actif des longueurs des sous-cavités pour cette architecture. En effet, le contrôle actif permet de placer un maximum de réflectivité de la cavité interférométrique sur la bande de gain disponible en modifiant les longueurs de bras – c'est ce qui est illustré figure II.18(d) à deux émetteurs. Finalement, cette configuration ne permet pas l'auto-organisation, néanmoins à l'aide d'une rétroaction active sur la longueur des bras, plus rien ne limite l'augmentation du nombre d'émetteurs N à mettre en phase².

Cavité Talbot

Le cas de la cavité Talbot – schématisée plus haut figure II.11(a), est quant à lui particulier dans le sens où la longueur de cavité n'est pas modifiable, $L_{ext} = \frac{Z_T}{4}$. Toutefois, comme une cavité interférométrique, on peut la considérer comme composée d'une multitude de sous-cavités : chaque sous-cavité décrit la propagation d'un émetteur p vers l'émetteur q . Le mode laser doit donc être résonnant avec toutes ces sous-cavités, c'est-à-dire que chacune de leur longueur aller-retour doit être un multiple de λ . Or, par construction, la propagation d'un émetteur vers l'émetteur voisin induit un décalage de phase multiple de 2π – soit une différence de chemin optique de λ . Ainsi on a toujours $\Delta L_{p,q} \leq N\lambda$ et donc $\Delta L_{p,q} \ll \frac{\pi}{\Delta k_q}$ – on se trouve donc dans la configuration "instable", l'auto-organisation est impossible. Ainsi, tout comme la cavité DOE, une correction active de la longueur des bras est nécessaire – ou plutôt de la phase induite par chaque émetteur à travers sa longueur optique. Cela ne veut pas dire qu'une correction active permanente est nécessaire, il faut au moins optimiser ces longueurs pour trouver le fonctionnement cohérent optimal – une correction active à long terme n'est utile que si les fluctuations de phase dans les émetteurs sont importantes.

1. Dans la littérature, le nombre maximum d'émetteurs est généralement estimé via l'efficacité de combinaison intra-cavité qu'il est possible d'atteindre [Kouznetsov 05].

2. C'est à l'aide d'une rétroaction active qu'ont été démontrées la mise en phase et la combinaison de 21 émetteurs SCOWL [Montoya 12] ou encore de 144 VCSEL [Sanders 94].

2.4 Synthèse

Nous passons en revue les résultats intéressants tirés de ces analyses théoriques pour les architectures expérimentales des chapitres suivants. Le tableau II.1 synthétise les principaux résultats des analyses modales et spécifie les architectures retenues. L'architecture Talbot est choisie pour la barrette de 10 émetteurs avec un pas de $120 \mu m$, elle est particulièrement adaptée. Même si les pertes intra-cavité sont élevées, cette architecture a le bénéfice d'être simple et compacte. Notre seconde barrette de 5 émetteurs au pas de $5 mm$ n'est quant à elle pas du tout adaptée à l'architecture Talbot du fait de son pas élevé (qui implique une longueur de cavité énorme et les pertes associées), nous lui préférons une cavité avec un réseau de phase. Le cas de la cavité auto-Fourier¹ a été ajouté à titre de comparaison pour la barrette de 10 émetteurs. L'analyse modale de cette architecture montre qu'elle permet d'obtenir également un unique super-mode [Khajavikhan 13], avec une réflectivité effective proche de 1 lorsque le facteur de remplissage est spécialement adapté ($F = \frac{4}{N}$) – ce qui n'est pas notre cas. Le principal inconvénient de cette architecture est que le champ réfléchi possède une enveloppe gaussienne, par conséquent lorsque N est relativement faible, les émetteurs aux bords ont un retour optique extrêmement faible.

Nombre d'émetteurs	Pas de la barrette	Type de cavité	Nombre de super-modes	Réflectivité effective	Longueur de cavité	Architecture retenue
10	$120 \mu m$	Talbot, $L_{ext} = \frac{Z_T}{2}$	2	1,4%	$\simeq 15 mm$	
10	$120 \mu m$	Talbot, $L_{ext} = \frac{Z_T}{4}$	1	5,5%	$\simeq 7 mm$	★
10	$120 \mu m$	Auto-Fourier	1	5,5%	$\simeq 15 mm$	
5	$1000 \mu m$	Talbot, $L_{ext} = \frac{Z_T}{4}$	1	0,1%	$\simeq 500 mm$	
5	$1000 \mu m$	DOE	1	96%	$\simeq 300 mm$	★
2	–	Michelson	1	100%	–	★

TABLEAU II.1: Synthèse des paramètres des architectures en cavité étendue.

Les trois architectures expérimentées dans la suite sont la cavité Michelson (avec deux émetteurs individuels), la cavité Talbot et la cavité DOE (avec une barrette d'émetteurs). Nous veillerons à permettre l'auto-organisation de la cavité laser dans l'architecture Michelson, c'est-à-dire à choisir $\Delta L \gg 100 \mu m$. Les architectures en barrettes nécessiteront quant à elles une gestion active de la phase afin de minimiser les pertes des super-modes associés.

1. Grossièrement, le principe de la cavité auto-Fourier est d'imager le champ lointain de la barrette après un aller-retour dans la cavité exactement au niveau des émetteurs – la cavité est simplement composée d'une lentille et d'un miroir. Cette cavité a été présentée plus en détail dans le premier chapitre, section 2.3.3 page 33.

3 Développement d'un réseau de phase pour la séparation et la combinaison à N émetteurs

Nous avons évoqué à plusieurs reprises l'utilisation d'éléments diffractifs optiques (DOE) en tant que séparateurs ou combineurs de N faisceaux laser. Cette section est dédiée à l'étude de ces composants. Dans un premier temps, nous examinerons les différentes solutions possibles et verrons comment modéliser un composant pour répondre à notre besoin. Dans un second temps, nous détaillerons la solution retenue et enfin, comparerons les tests expérimentaux après fabrication aux attentes théoriques. Le réseau de phase conçu sera utilisé en cavité étendue pour la mise en phase et pour la superposition cohérente de 5 émetteurs dans le dernier chapitre de ce manuscrit.

3.1 Principe et solutions existantes

L'utilisation d'éléments diffractifs optiques (DOE) pour la combinaison cohérente a d'abord été proposée et réalisée par Veldkamp et al. avec des lasers He-Ne [Veldkamp 86]. C'est aujourd'hui une technique bien connue et maîtrisée, utilisée avec tout type de laser. Le DOE est un réseau de phase, constitué d'un profil de phase élémentaire ; il est conçu pour contenir un nombre d'ordres de diffractions principaux N qui correspond au nombre de faisceaux à combiner ou séparer, les ordres supplémentaires n'ayant que très peu de puissance.

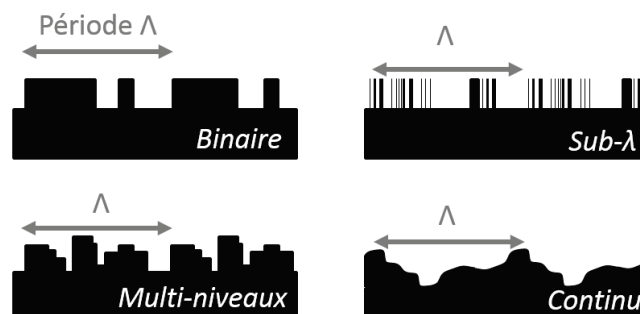


FIGURE II.20: Illustration des différents types de motifs de phase d'un DOE, avec Λ le pas du réseau.

On distingue les différentes familles de DOE par la manière dont est "dessiné" le profil de phase :

Continu : le profil de phase du réseau est continu, il s'agit des éléments qui apportent les meilleures performances mais nécessite des techniques de fabrication relativement complexes.

Binaire : le profil de phase est constitué de deux niveaux uniquement, 0 et π . Il s'agit ainsi d'une succession de marches de même hauteur qui diffèrent dans leur nombre et leur largeur. C'est ce type de réseau qui a historiquement été utilisé en premier, grâce à sa simplicité de conception et de fabrication. Néanmoins leurs performances sont limitées. La première réalisation de ce type de réseau nous vient de H. Dammann, ainsi on parle couramment de réseau de Dammann [Dammann 71].

Multi-niveaux : le profil de phase est constitué de m niveaux qui permettent d'échantillonner la phase au pas de $\frac{2\pi}{m}$. On parle aussi de réseaux multi-pas, ils sont à mi-chemin entre les motifs binaire et continu. Ceux présentant un grand nombre de niveaux deviennent très complexes mais apportent des performances comparables aux réseaux continus. La limite basse $m = 2$ représente quant à elle le cas des réseaux binaires. Pour des considérations technologiques de fabrication, on fixe généralement m à une puissance de 2.

Sub- λ : le profil de phase est constitué de deux niveaux (0 et π) dans des marches de largeur inférieure à la longueur d'onde. Ici l'astuce n'est plus de faire varier l'épaisseur traversée pour modifier la phase, mais de faire varier l'indice optique vu par l'onde, il s'agit de réseaux multi-indices. Une période du réseau est ainsi structurée de marches de même hauteur à des dimensions inférieures à la longueur d'onde, la densité de ces marches définira l'indice effectif local. Cette technique est très efficace à longueur d'onde élevée (type MIR), car elle permet de reconstruire un profil de phase quasi-continu vu par les faisceaux alors que le profil fabriqué est binaire : elle associe bonnes performances et facilité de fabrication [Bloom 12]. Néanmoins la fabrication n'est plus du tout évidente pour nous, travaillant à $\lambda \approx 975 \text{ nm}$. Nous n'envisageons pas cette technique pour la suite.

3.2 Modélisation du profil de phase

Les méthodes numériques de modélisation du profil élémentaire de ces éléments sont éprouvées [Sidick 93]. Nous rappellerons brièvement leurs principes ainsi que les processus d'optimisation associés, et nous nous focaliserons sur les contraintes et les points tolérants du motif de phase associés à notre besoin. Définissons d'abord les grandeurs utiles pour caractériser ces éléments, nous définirons alors précisément nos besoins en fonction de celles-ci. Les sous-sections suivantes détaillent la modélisation des trois familles de réseaux retenues : continus, binaires et multi-pas.

3.2.1 Définition des grandeurs caractéristiques

Un DOE est donc un réseau de phase dont les ordres de diffraction sont les N faisceaux à combiner ou à séparer. Un faisceau incident est ainsi divisé en N faisceaux, dont les intensités et les phases respectives sont définies par le réseau. On définit l'efficacité de séparation du DOE comme la somme des efficacités de diffraction dans les N ordres utiles :

$$\eta_{DOE} = \sum_{n \in \mathcal{N}} |q_n|^2, \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \mathcal{N} = \left[\left[-\frac{N-1}{2}, \frac{N-1}{2} \right] \right] & \text{si } N \text{ impair} \\ \text{et} & \\ \mathcal{N} = \left[\left[-\frac{N}{2}, \frac{N}{2} - 1 \right] \right] & \text{sinon.} \end{cases} \quad (\text{II.27})$$

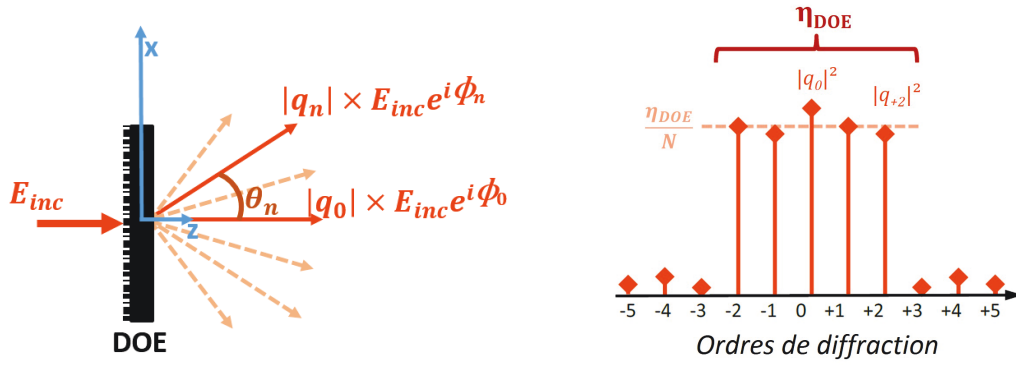
où $|q_n|^2$ est l'efficacité de diffraction dans l'ordre n et \mathcal{N} est l'ensemble des N ordres d'intérêt. Par retour inverse, si l'on éclaire le réseau par N faisceaux possédant les bons états de phase et d'intensité, ils seront combinés en un faisceau unique. Naturellement, l'efficacité de séparation ($1 \rightarrow N$) est égale à l'efficacité de combinaison ($N \rightarrow 1$) si les amplitudes des N faisceaux incidents sont les complexes conjugués des ordres de diffraction.

La notion de distribution d'intensité selon les ordres diffractés est le deuxième élément caractéristique d'un DOE. Suivant l'application visée, on exige une distribution bien spécifique. Typiquement, la grandeur permettant de qualifier cette propriété est l'écart entre la distribution obtenue et la distribution souhaitée. Pour notre application, nous souhaitons a priori une distribution d'intensité homogène selon les N ordres diffractés. Pour quantifier cette homogénéité, on définit la disparité relative des ordres diffractés σ_r comme l'écart-type des efficacités $|q_n|^2$ dans chaque ordre, normalisé à la moyenne $\frac{\eta_{DOE}}{N}$:

$$\sigma_{DOE}^2 = \frac{1}{N} \sum_{n \in \mathcal{N}} \left(|q_n|^2 - \frac{\eta_{DOE}}{N} \right)^2, \quad (\text{II.28})$$

$$\sigma_r = \frac{N \sigma_{DOE}}{\eta_{DOE}} \quad (\text{II.29})$$

La disparité définie ainsi nous fournit une quantification moyenne de l'uniformité des ordres diffractés. On définit de plus le contraste C des ordres diffractés qui quantifie l'écart des valeurs



(a) Diffraction d'un champ incident E_{inc} par un DOE avec expression de l'ordre diffracté n par rapport à l'ordre 0.

(b) Ordres de diffraction d'un DOE avec leur répartition en puissance $|q_n|^2$. Le DOE pris pour exemple est prévu pour diffracter de manière efficace selon 5 ordres – avec η_{DOE} son efficacité de diffraction.

FIGURE II.21: Schémas de principe de la diffraction par un DOE avec à gauche (a) la répartition angulaire et en amplitude du champ diffracté et à droite (b) la répartition de puissance.

extrêmes :

$$C = \frac{\max |q_n|^2 - \min |q_n|^2}{\max |q_n|^2 + \min |q_n|^2}, \quad n \in \mathcal{N}. \quad (\text{II.30})$$

Un réseau idéal pour la combinaison de N faisceaux de mêmes puissances fournirait alors une efficacité de diffraction $\eta_{DOE} = 100\%$ et une disparité $\sigma_r = 0\%$ (également $C = 0\%$). Ce cas parfait n'est bien entendu pas réalisable, mais nous souhaitons tendre vers une efficacité maximale avec une disparité minimale.

Les faisceaux séparés ou combinés correspondent aux ordres de diffraction du réseau, leurs angles d'incidence sont donc directement reliés au pas Λ du réseau :

$$\sin \theta_n = n \frac{\lambda}{\Lambda}. \quad (\text{II.31})$$

Nous sommes dans le cas où la période du réseau est très grande devant la longueur d'onde, $\Lambda \gg \lambda$. La répartition d'intensité dans les ordres diffractés ne dépend donc pas de la valeur de la période mais uniquement du profil de phase $m(x)$ d'une période du réseau. Dans l'approximation scalaire, les ordres de diffraction du réseau sont alors directement définis par la transformée de Fourier du motif élémentaire $m(x)$:

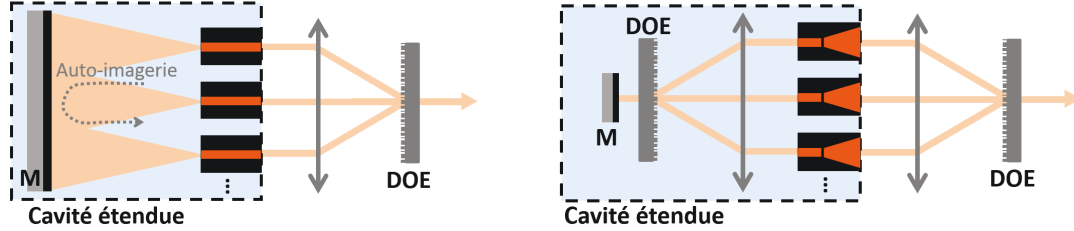
$$q_n = \text{TF}[e^{im(x)}] \Big|_{\theta=\frac{n}{\Lambda}}, \quad (\text{II.32})$$

où $|q_n|^2$ représente la proportion de puissance dans l'ordre de diffraction n et $\text{Arg}(q_n) = \phi_n$ sa phase. Dans la suite il nous faut donc travailler sur le profil élémentaire $m(x)$ sans tenir compte de la période du réseau, celle-ci sera fixée pour satisfaire les conditions expérimentales en choisissant θ_n à travers la période Λ selon l'équation II.31.

3.2.2 Contraintes de conception de DOE adaptés

Il nous est ainsi très facile de déterminer toutes les propriétés de diffraction d'un réseau dont le profil élémentaire est connu (distribution, efficacité, ...), par le biais de sa transformée de Fourier. Il est néanmoins plus complexe de définir un réseau d'après une distribution de diffraction souhaitée. Nous détaillons dans la suite deux techniques de modélisation d'un motif

de phase $m(x)$, l'une adaptée pour un profil continu et la seconde pour un profil binaire. Les schémas expérimentaux des architectures où nous sommes susceptibles d'utiliser le DOE sont représentés figure II.22. Les besoins pour ces architectures vont définir les contraintes appliquées aux modélisations suivantes.



(a) Mise en phase par cavité à effet Talbot et superposition cohérente avec DOE.

(b) Mise en phase par cavité interférométrique avec DOE et superposition cohérente avec DOE également.

FIGURE II.22: Architectures dans lesquelles un DOE est susceptible d'être utilisé. En architecture Talbot (a), le DOE est utilisé uniquement pour la combinaison extra-cavité alors qu'en cavité interférométrique (b) il l'est également pour la mise en phase.

D'abord, l'utilisation d'un DOE intra-cavité nécessite que ce dernier ait une très bonne efficacité de combinaison η_{DOE} . Naturellement, la superposition en sortie de cavité possède le même besoin en efficacité pour limiter les pertes, mais elle nécessite aussi une bonne uniformité des ordres du réseau afin de travailler au même niveau de puissance sur chaque émetteur. On vise donc une efficacité maximale et une bonne uniformité des ordres – la phase des ordres diffractés n'est a priori pas contrainte.

L'utilisation d'un DOE pour la superposition cohérente après mise en phase par une cavité Talbot est quant à elle davantage complexe. En effet, une combinaison efficace par le DOE nécessite que les phases des émetteurs soient égales aux phases $\{\phi_n\}$ des ordres de diffraction du réseau. Or la cavité Talbot sélectionne le mode en phase, et on ne peut réaliser un réseau de phase dont les ordres de diffraction ont une phase égale. Il faut donc forcément imposer l'état $\{\phi_n\}$ aux faisceaux à combiner – différent du mode en phase –, par exemple via l'insertion d'une lame de phase fixe [Paboeuf 10]. Le passage d'un état à l'autre est alors beaucoup plus aisé s'il ne faut appliquer que des décalages de π , c'est-à-dire si $\phi_n = \{0, \pi\}$.

De façon globale, nous pouvons maintenant définir notre besoin d'après les points suivants :

- ⇒ Réaliser la séparation et la combinaison à $N = 5$ et $N = 10$, par deux éléments distincts, adaptés aux nombres d'émetteurs des deux types de barrettes que nous possédons.
- ⇒ Garantir une bonne efficacité de combinaison η_{DOE} dans les N ordres d'intérêt ($\eta_{DOE} \gtrsim 80 - 90\%$). Lorsque le DOE est placé intra-cavité, c'est directement son efficacité qui dicte la réflectivité effective de la cavité pour le mode cohérent (comme vu précédemment dans la section 2.2.4) ; placé hors cavité pour la combinaison, ses pertes limitent directement l'augmentation de la puissance : l'efficacité est un point crucial.
- ⇒ Assurer une combinaison efficace de N faisceaux de puissances égales. Cela est essentiel afin de pouvoir extraire le maximum de puissance de chaque émetteur. Cette nécessité implique la limitation de la disparité σ_r et du contraste C .
- ⇒ Proposer une solution à $N = 10$ dont les phases des ordres diffractés soient 0 et π uniquement – les phases pour le DOE à $N = 5$ n'importent pas.

Nous développons maintenant les techniques utilisées pour la modélisation de réseaux. Nous verrons alors quel composant est le mieux placé pour répondre à nos besoins.

3.2.3 Motif de phase continu

Principe

On peut raisonner ici en terme de combinaison. Considérons N ondes planes incidentes à θ_n , telles que :

$$E_n(\vec{r}) = a_n e^{j\phi_n} e^{j\vec{k}_n \cdot \vec{r}}, \quad n \in \mathcal{N}, \quad (\text{II.33})$$

où \vec{k}_n est le vecteur d'onde de l'onde n avec $\frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_n = n \frac{2\pi}{\Lambda}$ sa projection selon la direction x du réseau. En considérant des ondes de même puissance $a_n^2 = 1$, l'addition cohérente de ces ondes s'écrit :

$$P(x) = \sum_{n \in \mathcal{N}} e^{j\phi_n} e^{j\frac{2n\pi}{\Lambda} x}. \quad (\text{II.34})$$

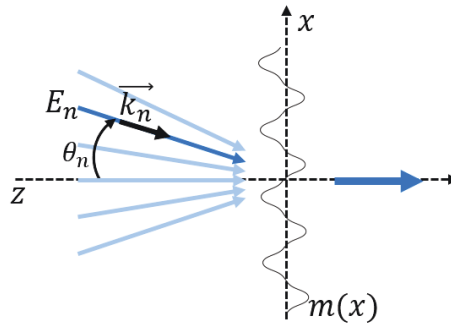


FIGURE II.23: Schéma de principe de l'interférence de N ondes planes de champs complexes E_n se propageant selon les vecteurs d'onde \vec{k}_n avec leur profil de phase $m(x)$ issu de l'interférence.

Le profil d'interférences $P(x)$ constitue un motif périodique en phase et en amplitude directement liée aux phases ϕ_n . Alors si on applique à cette superposition cohérente $P(x)$ son complexe conjugué, on la transforme en une onde plane unique : nous avons combiné N sources en une par l'application du profil conjugué de $P(x)$. Par retour inverse, appliquer ce profil à une onde plane va créer des ordres de diffraction égaux aux ondes planes E_n . $P(x)$ constitue ainsi le motif théorique que l'on cherche. Néanmoins, nous souhaitons un motif de phase uniquement. On construit alors notre motif réel en prenant uniquement la fonction de phase de $P(x)$:

$$m(x) = \text{Arg}(P(x)). \quad (\text{II.35})$$

$P(x)$ étant un motif en phase et en amplitude, nous avons perdu de l'information en conservant uniquement sa phase, si bien que la diffraction d'une onde plane par notre réseau de transmission $e^{jm(x)}$ ne conduit plus à des ordres d'intensités égales. Il nous faut alors optimiser $m(x)$ en modifiant les phases de départ ϕ_n afin d'obtenir les performances souhaitées (en terme d'efficacité de combinaison et de disparité). Vient alors l'algorithme d'optimisation.

Optimisation du motif

Nous optimisons le motif du réseau à travers les N variables que représentent les phases ϕ_n des faisceaux incidents. On définit alors la fonction de coût f que l'on souhaite minimiser :

$$f = \frac{\sigma_{DOE}^2}{\eta_{DOE}} = \frac{1}{\eta_{DOE}} \sum_{n \in \mathcal{N}} \left(|q_n|^2 - \frac{\eta_{DOE}}{N} \right)^2. \quad (\text{II.36})$$

Cette fonction est le rapport de la variance de l'intensité des ordres diffractés utiles sur l'efficacité globale. Minimiser la fonction f revient ainsi à maximiser l'efficacité et minimiser la variance et par conséquent la disparité, ce qui tend vers une diffraction uniforme et efficace

du réseau. Cette approche par optimisation des phases ϕ_n est bien connue et a été utilisée à de nombreuses reprises [Sidick 93, Bloom 12]. Le diagramme de l'algorithme est présenté figure II.24. Néanmoins, atteindre une valeur très basse de l'uniformité peut être très contraignant pour l'optimisation. On fixe alors un seuil en dessous duquel la fonction de coût n'est plus que l'inverse de l'efficacité de combinaison : passé ce seuil, seule l'efficacité est le critère d'optimisation. L'algorithme d'optimisation¹ peut cependant converger vers un minimum local. Pour éviter cela, il nous suffit de réitérer plusieurs fois le processus en modifiant radicalement le point de départ $\{\phi_n\}$ (10 itérations suffisent en pratique).

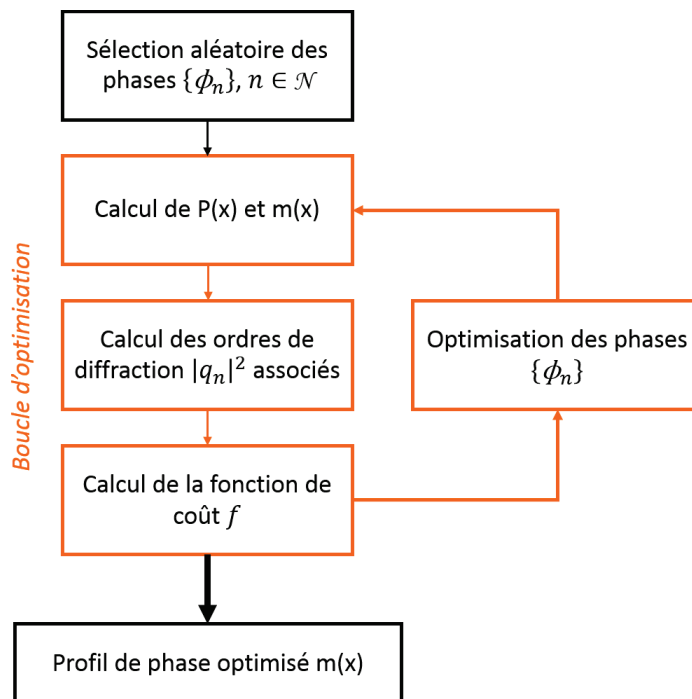


FIGURE II.24: Diagramme de l'algorithme d'optimisation pour la conception d'un réseau de phase continu. Pour éviter la convergence vers un minimum local, on réitère le processus avec un nouveau point de départ (tirage aléatoire des phases ϕ_n).

Le cas où nous souhaitons les phases $|\phi_n|$ des faisceaux combinés égales à 0 ou π est quant à lui trivial : le nombre de solutions possibles est limité et correspond au nombre de combinaisons de phases possibles 2^{N-1} , soit 512 pour $N = 10$. Étant donné qu'il s'agit uniquement d'appliquer une transformée de Fourier pour tester les performances de chaque possibilité, il est rapide de toutes les tester et d'en garder la meilleure – néanmoins aucune optimisation "au sens propre" n'est possible.

Résultats

La figure II.25 illustre deux exemples de profils de phase modélisés, en représentant le motif élémentaire ainsi que les ordres de diffraction associés. L'efficacité de diffraction atteint 98% avec une disparité relative très importante (de 30%) pour le réseau II.25(c). Si on contraint davantage l'uniformité (via le seuil sur la fonction de coût), l'efficacité de diffraction baisse en conséquence – comme illustré par le réseau II.25(a). Les performances des profils les plus efficaces sont représentées en fonction de leur disparité relative sur la figure II.27 (repérées par des croix). On voit bien qu'il y a un compromis à faire entre bonne efficacité et bonne

1. Optimisation via la fonction *fminsearch* de Matlab, basée sur un algorithme d'optimisation directe sans contraintes par la méthode des simplexes décrit dans l'article de Lagarias et al. "Convergence Properties of the Nelder-Mead Simplex Method in Low Dimensions." (SIAM Journal of Optimization, Vol. 9, Number 1, 1998, pp. 112-147).

uniformité, les deux à la fois ne sont pas compatibles.

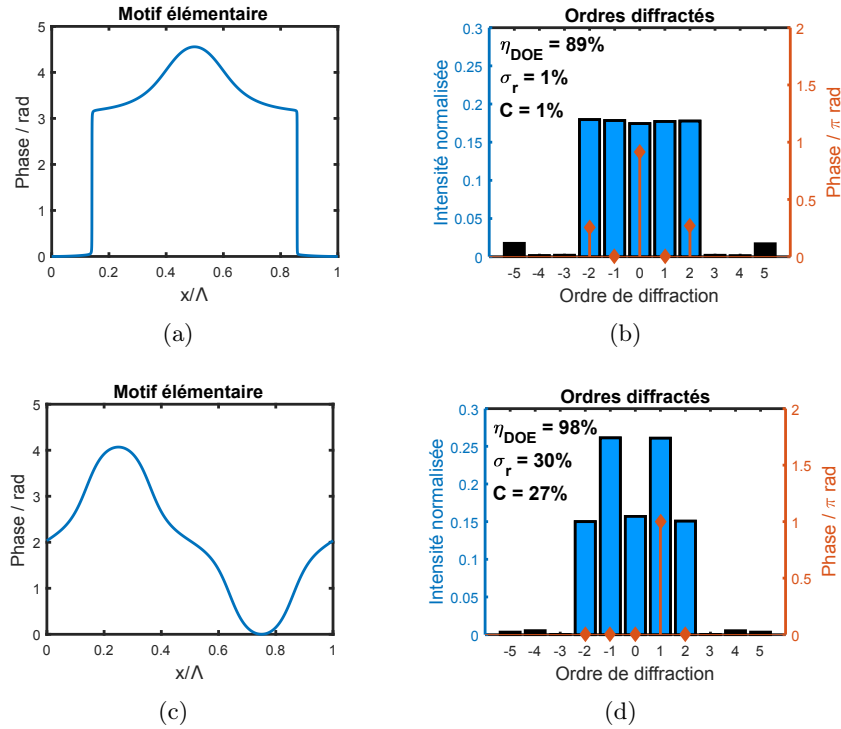


FIGURE II.25: Deux exemples de réseaux continus pour $N = 5$ avec leur profil élémentaire (gauche) et les ordres de diffraction associés (droite). Le premier permet une distribution de puissance bien homogène selon les ordres diffractés tandis que le second permet d'atteindre une très bonne efficacité.

Reformulons néanmoins notre besoin en terme d'uniformité. Nous souhaitons une bonne uniformité afin de pouvoir travailler au même niveau de puissance sur tous les émetteurs lors de la superposition extra-cavité des faisceaux, dans une combinaison efficace. Il s'agit donc d'une bonne uniformité pour l'étape de combinaison uniquement. L'étape de séparation a quant à elle lieu intra-cavité (voir schéma II.22(b) pour rappel), ce qui nous importe alors est surtout la transmission du DOE sur un aller-retour, soit son efficacité de diffraction, la différence de puissance injectée entre les émetteurs a une importance moindre¹. Notre besoin se reformule alors ainsi : nous cherchons un DOE dont l'efficacité de *séparation* est excellente peu importe sa disparité, tout en ayant une efficacité de *combinaison* de N faisceaux de puissances égales très bonne. Alors, si on teste la combinaison de 5 faisceaux de puissances identiques par le réseau dont le profil est représenté figure II.25(c), on calcule une baisse d'efficacité inférieure à 2% comparé à une distribution de puissance idéale – elle atteint 96% pour 5 faisceaux de puissances égales (voir figure II.26). Ce motif diffractant des ordres a priori trop contrastés est en fait la meilleure option pour nous. Les performances dans les deux configurations où nous sommes susceptibles de l'utiliser (séparation et combinaison) sont représentées sur la figure II.27.

Les possibilités pour $N = 10$ avec des phases 0 et π sont quant à elles limitées étant donné qu'aucune optimisation n'est possible. Les meilleures performances atteignent près de 93% d'efficacité avec une disparité relative acceptable d'après notre besoin reformulé, $\sigma_r < 24\%$ – illustré figure II.28. Néanmoins le contraste est très élevé ($C \approx 43\%$), indiquant que l'ordre le plus faible est quasiment trois fois moins intense que l'ordre maximal. En comparaison, lorsque les phases ne sont pas contraintes à 0 et π , l'efficacité atteint plus de 96% pour une disparité et un contraste similaires.

1. La puissance optique extraite des émetteurs est peu sensible aux pertes intra-cavité, il faut simplement injecter suffisamment pour l'emporter sur le fonctionnement incohérent.

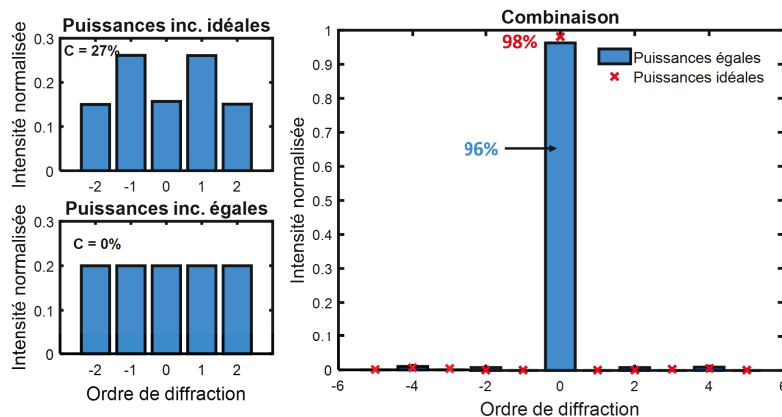


FIGURE II.26: Combinaison de 5 faisceaux par le réseau II.25(c) avec représentation des faisceaux incidents à gauche. L'efficacité maximale 98% est atteinte avec une distribution de puissance des faisceaux incidents identique aux ordres diffractés $|q_n|^2$ (on spécifie de manière similaire C , le contraste des faisceaux incidents). Toutefois 96% d'efficacité de combinaison est atteint pour une distribution de puissance homogène ($C = 0\%$).

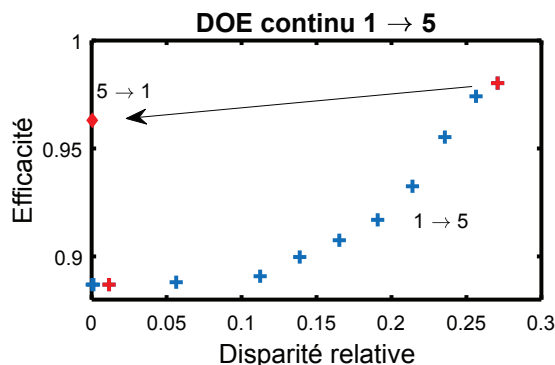


FIGURE II.27: Efficacité de diffraction de réseaux continus en fonction de la disparité des ordres diffractés (1 → 5). Les deux croix rouges sont les réseaux représentés figure II.25. Le losange rouge est le réseau II.25(c) utilisé en combinaison (5 → 1) avec une distribution de puissance égale selon les faisceaux incidents – dans ce cas la disparité qualifie l'homogénéité des faisceaux incidents.

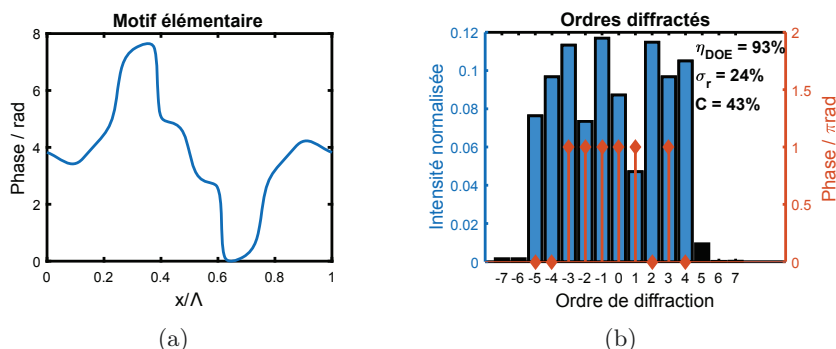


FIGURE II.28: Réseau continu pour $N = 10$ avec son profil élémentaire (a) et les ordres de diffraction associés (b).

3.2.4 Motif de phase binaire

Principe

Pour un motif de phase binaire, nous ne pouvons plus raisonner à partir des phases des faisceaux incidents comme précédemment. Tout au plus, il est possible d'approximer un motif continu.

Cependant l'approximation par deux niveaux uniquement est assez grossière, de cette façon les performances atteintes ne sont pas satisfaisantes.

La technique consiste alors à optimiser directement le motif de phase. Un motif binaire est entièrement décrit par la position de ses basculements de phase x_i (ou points de transition), comme illustré sur la figure II.29. Nous allons alors optimiser la position des M basculements de phase afin d'obtenir le meilleur motif en terme d'efficacité et d'uniformité. Cette technique est également très utilisée dans la littérature [Zhou 95].

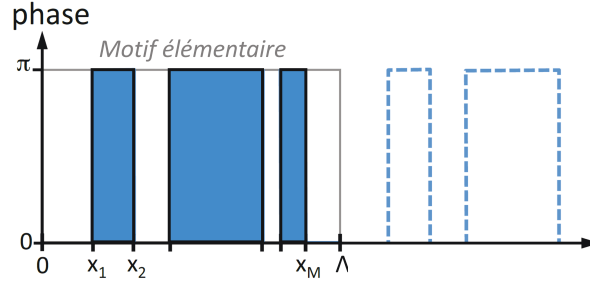


FIGURE II.29: Motif élémentaire d'un réseau de phase binaire de pas Λ et de hauteur de marche π , décrit par la position de ses M basculements de phase.

Propriétés de symétrie : parité et réalité

Nous pouvons par ailleurs noter que l'on retrouve les propriétés intéressantes des relations de symétrie entre une fonction et sa transformée de Fourier – soit la transmission du réseau $t(x) = e^{jm(x)}$ et les ordres diffractés $\{q_n\}$. En particulier, un motif binaire $(0, \pi)$ aura une transmission réelle, cela implique que la distribution d'intensité des ordres diffractés est paire, c'est-à-dire que N est forcément impair¹. Lorsque l'on souhaite N pair, une astuce consiste alors à concevoir un réseau à $(2N + 1)$ ordres, dont les ordres pairs sont éteints. Cela implique une construction particulière du réseau [Morrison 93]. En particulier, on peut montrer qu'il faut satisfaire l'équation II.37 – c'est-à-dire que la deuxième moitié du motif élémentaire soit une translation de la première, élevée de π .

$$m\left(x \geq \frac{\Lambda}{2}\right) = m\left(x - \frac{\Lambda}{2}\right) + \pi, \quad x \in [0, \Lambda[. \quad (\text{II.37})$$

D'autre part, une seconde propriété de la transformée de Fourier nous indique nous pouvons forcer les phases des ordres diffractés à être 0 ou π : cela signifie que l'ensemble $\{q_n\}$ est réel, il faut pour cela que $m(x)$ soit impair. Ces notions de symétrie sont récapitulées dans le tableau II.2. On peut néanmoins remarquer qu'un réseau au nombre d'ordre diffractés pair (par l'astuce précédente) ne pourra cumuler la contrainte des ordres réels, puisque le motif élémentaire ne peut être impair (ou même pair) et respecter l'équation II.37. Un réseau binaire ne peut satisfaire nos besoins pour $N = 10$.

1. Une distribution d'intensité des ordres diffractés paire implique que $q_{-n} = q_n$, alors si $q_n \neq 0$, $q_{-n} \neq 0$. Avec l'ordre 0, le nombre total des ordres est donc impair.

Motif $m(x)$	Transmission $t(x) = e^{jm(x)}$	Ordres diffractés $\{q_n\}$	
binaire, $m(x) = \{0, \pi\}$	réelle	distribution d'intensité paire	$\Leftrightarrow \begin{array}{l} q_n ^2 = q_{-n} ^2, \\ \text{diffraction dans } N \\ \text{ordres, } N \\ \text{forcément impair} \end{array}$
impair, $m(-x) = -m(x)$	à symétrie hermitique $t(-x) = \overline{t(x)}$	réels	$\Leftrightarrow \phi_n = \{0, \pi\}$

TABLEAU II.2: Lien entre les propriétés de deux motifs caractéristiques et les ordres diffractés. À noter qu'un motif binaire pair est aussi impair, étant donné que la phase est à 2π près.

Optimisation du motif

Le motif élémentaire du réseau de phase est alors optimisé au travers de la position de ses M basculements, M étant fixé. On cherche ainsi à minimiser de nouveau une fonction de coût f , qui est définie comme précédemment selon l'équation II.36. On fixe également un seuil sur la variance des ordres diffractés au delà duquel la fonction f devient simplement l'inverse de l'efficacité. On peut noter que lorsqu'on augmente M , le motif se complexifie et devient mieux adapté à la diffraction d'un grand nombre d'ordres de même puissance. Le point de départ de l'algorithme est un tirage aléatoire des basculements, ces positions sont optimisées par la suite pour minimiser f . Ce processus est réitéré afin d'éviter les minima locaux. L'algorithme d'optimisation est quant à lui modifié¹ pour permettre l'insertion de contraintes sur les solutions. Cela nous permet d'imposer la contrainte de l'équation II.37 lorsqu'on cherche un nombre d'ordres pair, ou d'insérer un espacement minimal entre les basculements ($x_{i+1} - x_i \gtrsim 2 \mu m$) afin de construire un motif réalisable dont la largeur des structures est toujours supérieure à la longueur d'onde.

Résultats

Comme attendu, l'efficacité de diffraction obtenue est plus faible comparée aux réseaux continus. Néanmoins l'augmentation du nombre M de basculements permet de complexifier le motif et d'augmenter le nombre de paramètres optimisés, on obtient alors de meilleures efficacités, surtout à disparité faible. Toutefois, pour le cas $N = 5$, on montre que quatre basculements ($M = 4$) sont suffisants pour obtenir une efficacité de diffraction supérieure à 75% avec une très bonne uniformité ($\sigma_r < 0,1\%$). L'augmentation du nombre de basculements M permet d'obtenir de bonnes uniformités surtout lorsque N est plus élevé – comme illustré sur la figure II.30 pour $N = 5, 9, 13$. Une augmentation trop importante ajoute des motifs inutiles et dégrade alors l'efficacité; il faut trouver le juste milieu, qui se situe autour de $M \approx N$. De nouveau, imposer une bonne uniformité des ordres diffractés limite l'efficacité atteignable du réseau, ainsi on atteint 80% d'efficacité pour $N = 5$ avec une disparité de $\sigma_r = 15\%$ (contre 77% et 0,1%).

La technique de construction par translation des premiers points de basculements décrite par l'équation II.37 nous permet de modéliser un motif pour $N = 10$ (voir figure II.31) – dans le cas considéré le nombre de basculements est $M = 2 \times 7 = 14$. Les phases des ordres diffractés sont cependant quelconques.

La hauteur de marche dans les réseaux binaires est généralement fixée à π comme nous l'avons fait. Cette hauteur peut toutefois être légèrement optimisée afin d'améliorer un peu

1. On utilise ici la fonction d'optimisation *fmincon* de Matlab permettant de contraindre les solutions.

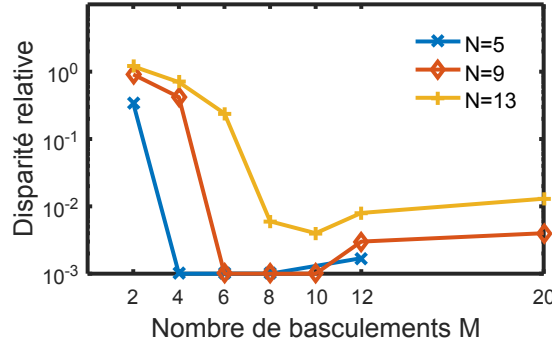


FIGURE II.30: Disparité relative atteinte en fonction du nombre de basculement du motif binaire, pour $N = 5, 9$ et 13 . Une disparité inférieure ou égale à 10^{-2} (soit 1%) caractérise un profil très homogène.

plus les performances du réseau. Nous n'avons pas étudié cet effet mais il l'a été par J.R. Leger *et al* [Leger 87].

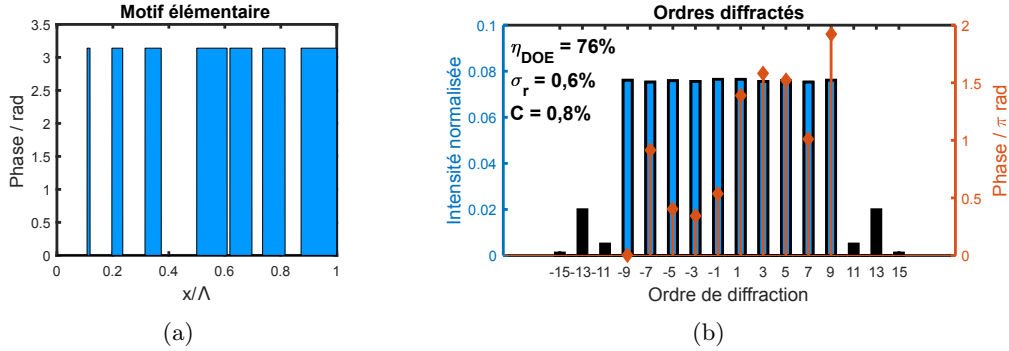


FIGURE II.31: Réseau binaire pour $N = 10$ avec son profil élémentaire (a) et les ordres de diffraction associés (b), construit selon la contrainte exprimée équation II.37 afin d'avoir un nombre d'ordres diffractés utiles pair (seuls les ordres impairs sont non-nuls).

3.2.5 Motif de phase multi-niveaux

Principe

Un motif de phase multi-niveaux se trouve à mi-chemin entre le motif binaire et continu. Il est caractérisé par la position de ses M basculements mais aussi par ses M_ϕ niveaux de phase associés. Deux tactiques permettent de modéliser un tel motif, on préférera l'une ou l'autre selon le nombre de niveaux de phase et de basculements du motif.

La première tactique est assez brutale : lorsque M et M_ϕ sont limités, on peut utiliser une technique d'optimisation similaire à celle des motifs binaires. On définit tous les arrangements de phase possibles, c'est-à-dire la succession des niveaux de phase, puis on optimise la position des basculements comme précédemment. Par exemple, pour un choix de $M_\phi = 4$ niveaux de phase entre 0 et 2π , les niveaux de phase possibles sont $\{0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}\}$, si on considère $M = 6$ basculements, on a $M_\phi^M = 4^6 = 4096$ arrangements possibles. On procède alors à l'optimisation de la position des basculements de chaque arrangement. On voit bien que cette technique est limitée par le temps de calcul lorsque le nombre de combinaison devient trop important.

Lorsque M et M_ϕ sont relativement élevés, on préférera une simple approximation d'un profil continu. L'approximation sera d'autant plus juste que M et M_ϕ sont élevés, mais le profil en sera d'autant plus complexe à réaliser. Les paramètres de l'approximation résident alors dans le choix des niveaux de phase et de la position des basculements :

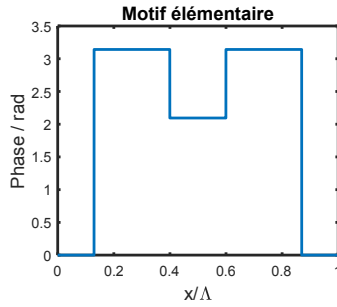
- Le nombre de niveaux de phase M_ϕ étant fixé, il reste à définir quel est l'intervalle

entre le niveau de phase minimal et maximal pour l'approximation. Le choix de $[\frac{2\pi}{M_\phi}, 2\pi]$ est assez naturel, néanmoins il est parfois plus efficace de définir l'intervalle entre le minimum et le maximum du motif continu.

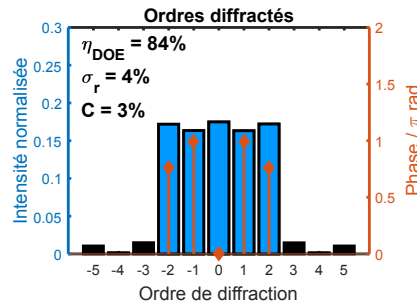
- Lorsque le nombre de basculements n'est pas limité, on définit un pas d'échantillonnage p du motif pour l'approximation qui est compatible avec les moyens de fabrication (généralement de l'ordre du micron). À chaque pas d'échantillonnage, on choisit le niveau de phase le plus proche (éventuellement identique au précédent si l'évolution du motif continu est faible) ; p est alors le plus petit écart possible entre deux basculements. On peut ensuite effectuer une optimisation de la position des basculements, cela aura pour effet majeur d'améliorer l'uniformité (l'efficacité est peu affectée).

Résultats

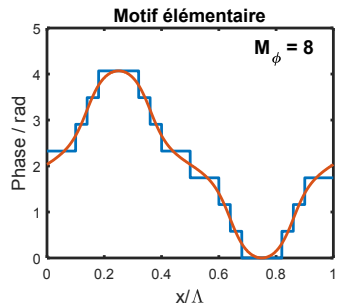
Les performances des réseaux obtenus sont directement liées à la complexité du motif associé, c'est-à-dire à M et M_ϕ . Lorsque le motif est simple, les performances tendent vers celle d'un motif binaire – et inversement vers un motif continu lorsque la complexité augmente. Néanmoins, dès trois niveaux de phase on gagne près de 6% sur l'efficacité en comparaison à un réseau binaire à disparité équivalente (voir figure II.32(a) et II.32(b)).



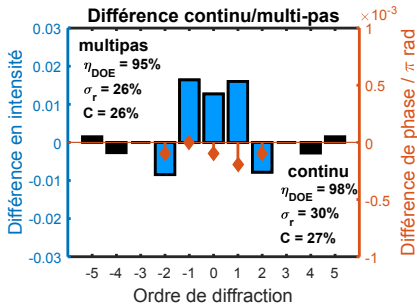
(a) Motif multipas par optimisation directe avec $M_\phi = 4$ dans l'intervalle $[0, \pi]$. Le motif retenu par l'optimisation n'utilise que 3 niveaux de phase sur les 4 disponibles $\{0, \frac{\pi}{3}, \frac{2\pi}{3}, \pi\}$.



(b) Ordres de diffraction associés au motif (a).



(c) Motif multipas par approximation du motif continu II.25(c) avec $M_\phi = 8$ dans l'intervalle entre le minimum et le maximum du motif continu.



(d) Comparaison entre le motif continu et son approximation (c) par la représentation des différences en distribution de puissance et de phase (distributions du motif multipas soustraite à celle du motif continu).

FIGURE II.32: Exemple de deux réseaux multipas conçu par chaque approche (optimisation directe et approximation).

L'approximation du réseau continu précédent (figure II.25(c)) par un motif à $M_\phi = 8$ niveaux fournit quant à elle une efficacité de 95% – soit une baisse de 3% seulement par rapport

au motif continu. De manière générale, c'est la disparité qui est la plus affectée par l'approximation – ici les différences restent faibles étant donné que le nombre de niveaux de phase est élevé (on gagne même 4%, les écarts sont illustrée figure II.32(d)). Les phases des ordres diffractés par le motif approximé restent globalement identiques. Toutefois, l'approximation d'un motif continu avec un nombre de niveaux de phase très faible n'a aucun sens, on obtient des performances encore moins bonnes que celle d'un réseau binaire, étant donné que l'approximation est très grossière. Dans ce cas, la méthode par optimisation directe du motif est la meilleure approche.

3.2.6 Synthèse

Tout compte fait, nous avons étudié la modélisation de trois types de DOE. Les performances des éléments modélisés varient de manière significatives suivant la nature du profil de phase. La figure II.33 résume les résultats obtenus pour $N = 5$. Globalement, des efficacités de l'ordre de 80% sont accessibles avec les réseaux binaires. L'utilisation de ce type de réseau intra-cavité reste problématique en terme de pertes, étant donné le double passage des faisceaux à travers le composant. Les solutions pour atteindre des efficacités au delà de 90% sont les réseaux continus et multi-pas, tous deux relativement complexes, mais constituant une solution très attrayante pour la combinaison cohérente. Le nombre d'émetteurs que nous utilisons est limité, mais des performances comparables sont atteignables à plusieurs dizaines d'émetteurs [Creedon 12], et également à deux dimensions [Thielen 12].

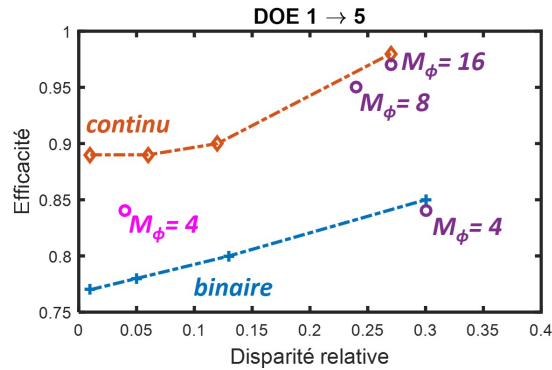


FIGURE II.33: Performances de diffraction des DOE pour $N = 5$ en fonction des différents types de réseaux (continu, multipas, binaire). Les réseaux multipas sont représentés via leur nombre de niveaux de phase M_ϕ – en violet il s'agit d'approximations d'un motif continu (on observe qu'un approximation avec peu de niveaux de phase n'a aucun sens, on obtient des performances inférieures à un motif binaire), en rose il s'agit du motif II.32(a) obtenu par optimisation directe.

3.3 Solution retenue

Notre choix s'est ainsi porté sur le réseau continu qui reste le composant idéal pour jouer le rôle de séparateur et de combineur de $N = 5$ faisceaux, du fait de ses excellentes performances. Des réseaux binaires ont été réalisés au laboratoire par gravure électronique en solution de repli, mais nous nous limitons ici à l'évaluation détaillée du réseau continu, qui a été utilisé expérimentalement. Naturellement, les technologies de fabrications disponibles ainsi que le coût associé ont également joué sur le choix du composant. La fabrication du réseau continu a été réalisée par un industriel extérieur au laboratoire. Le réseau continu à $N = 10$ dont le motif est présenté figure II.28(a) a également été réalisé et testé expérimentalement. Toutefois nous ne détaillerons pas les analyses, elles sont similaires au cas présenté à $N = 5$.

3.3.1 Design retenu : composant à profil de phase continu

Le motif continu retenu a été présenté précédemment, illustré figure II.25(c) et II.25(d). Ses performances sont rappelées dans le tableau II.3. Le pas du réseau est fixé à $p = 78 \mu m$ ce qui correspond à un angle de $\theta \approx 13 mrad$ entre deux ordres consécutifs. Le pas est choisi pour correspondre à la barrette que nous utiliserons, où la distance entre deux émetteurs est de $1 mm$. Nous pourrions ainsi utiliser une lentille de focale $80 mm$ afin d'appliquer l'angle θ entre les faisceaux – ce qui représente commercialement une distance focale standard.

	Séparation			Combinaison	
	$\eta_{1 \rightarrow 5}$	σ_r	C	$\eta_{5 \rightarrow 1}$	$\eta_{C=0}$
DOE continu $N = 5$	98%	30%	27%	98%	96%

TABLEAU II.3: Synthèse des performances du réseau continu retenu pour $N = 5$. En combinaison, $\eta_{C=0}$ spécifie l'efficacité de combinaison du réseau pour des faisceaux incidents de puissances égales (leur contraste est donc nul, $C = 0$).

3.3.2 Sensibilité aux défauts de phase et d'intensité

Nous avons déjà remarqué que la combinaison cohérente est très permissive dans l'intensité des faisceaux incidents dans la section 1.2. C'est ce qui nous a permis de choisir ce motif de phase en particulier : la combinaison avec des faisceaux d'égale intensité ne diminue que de 2% l'efficacité du processus, en comparaison avec le "mode propre" idéal du composant très contrasté. Cet effet est confirmé en simulation : la figure II.34(a) présente la conséquence sur l'efficacité de combinaison d'une modification aléatoire de l'intensité des 5 faisceaux à combiner, caractérisée par le contraste C de leur distribution rapporté au contraste $C_{initial} = 27\%$ de la distribution optimale. En comparaison avec le "mode propre", une distribution excessivement différente – le contraste est doublé voire triplé – maintient en moyenne l'efficacité de combinaison au delà de 90%.

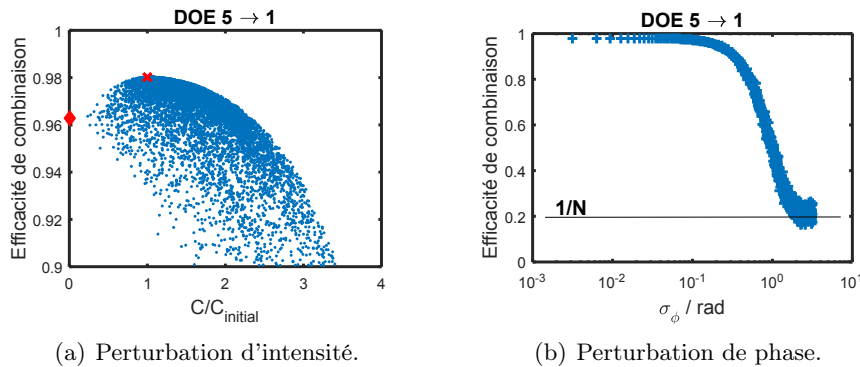


FIGURE II.34: Effet d'erreurs d'intensité (a) ou de phase (b) sur les 5 faisceaux incidents à combiner. (a) L'efficacité de combinaison est représentée en fonction du rapport des contrastes, en comparaison à la distribution d'intensité optimale (marquée d'une croix rouge) dont le contraste est $C_{initial} = 27\%$; le losange rouge repère le cas où les faisceaux incidents sont de même puissance. (b) L'axe des abscisses est en échelle logarithmique, lorsque l'erreur de phase devient très élevée (typiquement au delà de $1 rad$ RMS), l'efficacité de combinaison tend vers $\eta_{DOE} \approx \frac{1}{N}$.

La même approche, cette fois portée sur une modification des phases des 5 faisceaux incidents (en comparaison avec les phases idéales), montre que l'effet est quant à lui dévastateur. La figure

II.34(b) nous présente l'efficacité de combinaison en fonction de l'écart-type des phases à leur valeur idéale. Dès $\sigma_\phi \geq 0,4 \text{ rad}$, l'efficacité passe sous la barre des 90%.

On observe bien que la combinaison via le DOE est beaucoup plus sensible aux erreurs de phase que d'intensité. En définitive nous avons déjà remarqué cet effet de manière théorique, lors de l'analyse des facteurs dégradant l'efficacité de combinaison (section 1.2). On retrouve ainsi la valeur statistique de Goodno et al. présentée dans la figure II.5 : une baisse moyenne de 1% d'efficacité de combinaison est observée pour une erreur de phase de $\sigma_\phi = 0,1 \text{ rad}$.

3.3.3 Sensibilité aux défauts de fabrication

La sensibilité des performances d'un composant à ses défauts de fabrication est une donnée très importante. Chaque procédé de fabrication associe une certaine précision, et le choix d'un motif continu n'est valable que si la technologie de fabrication assure que les performances théoriques sont maintenues sur le réseau réel. Pour s'en convaincre, on souhaite évaluer par simulation quelle est la précision de fabrication dont nous avons besoin, c'est-à-dire définir et déterminer les seuils de tolérance.

Dans ce contexte, nous avons besoin d'un critère quantifiant les erreurs d'un motif erroné en comparaison au motif théorique. On définit ainsi $\overline{\Delta m}$, l'erreur de phase du motif erroné comparé au motif nominal comme l'écart de phase moyen entre eux, rapporté à l'amplitude de phase du motif nominal A_{nom} tel que :

$$\overline{\Delta m} = \frac{1}{A_{nom}\Lambda} \int_0^\Lambda |m_{err}(x) - m(x)| dx . \quad (\text{II.38})$$

où $m_{err}(x)$ représente le motif de phase erroné et A_{nom} est la profondeur de gravure entre le niveau de phase maximum et minimum du motif nominal, $A_{nom} = \max(m(x)) - \min(m(x))$. Cette grandeur va nous permettre d'évaluer l'erreur moyenne d'un motif de phase.

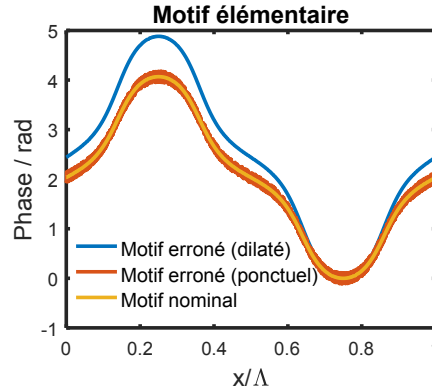


FIGURE II.35: Exemples de simulations d'erreurs de fabrication du motif de phase, avec (en jaune) le motif nominal théorique, (en bleu) une dilatation homogène de la profondeur de gravure et (en orange) des erreurs aléatoires ponctuelles de haute fréquence.

Le premier type d'erreur considéré est une erreur homogène sur le motif de phase : il s'agit d'une différence de profondeur de gravure, comme illustré sur la figure II.35. La figure II.36 nous présente alors l'efficacité et le contraste obtenus à partir du motif erroné en fonction du rapport de la profondeur réelle sur la profondeur nominale – il s'agit donc d'une dilatation du motif quand ce rapport est supérieur à 1 et d'un rétrécissement dans le cas contraire. Le contraste évolue rapidement et représente le facteur limitant. Si on souhaite conserver un contraste inférieur à 40%, il faut se situer dans la zone marquée en blanc. Le critère de $C \leq 40\%$ est fixé arbitrairement, estimant qu'au delà l'uniformité des ordres diffractés peut poser problème. Cette zone marquée en blanc constitue un erreur de phase moyenne $\overline{\Delta m} < 5\%$.

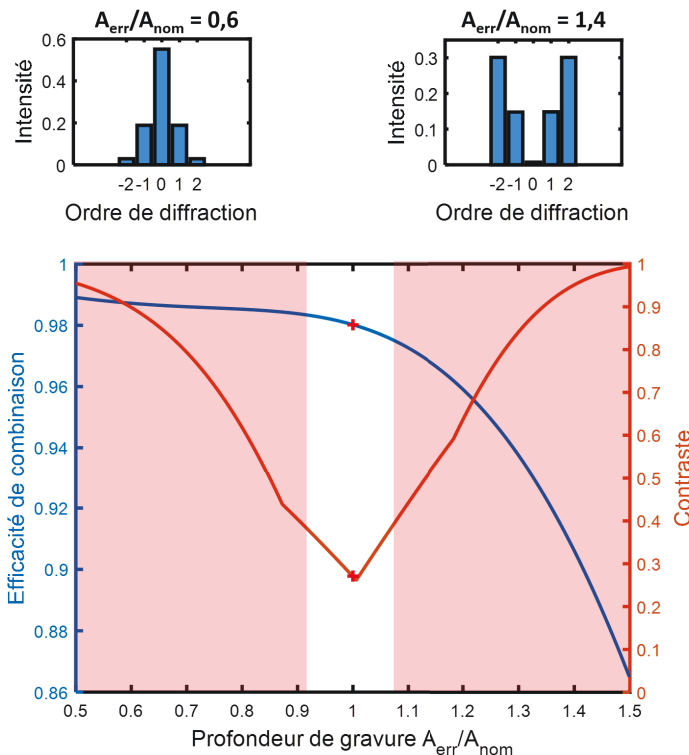


FIGURE II.36: Performances du réseau de diffraction en fonction de l'erreur de fabrication. Il s'agit ici d'une erreur homogène sur la profondeur de gravure du motif de phase, quantifiée par le rapport de la profondeur erronée A_{err} sur la profondeur nominale théorique A_{nom} . On observe que le contraste des ordres diffractés est très rapidement affecté par l'erreur de gravure. Cet effet est illustré en haut par la représentation du profil de diffraction de deux motifs erronés.

Nous avons considéré ici une erreur homogène sur tout le motif, on peut maintenant s'intéresser à des erreurs locales et ponctuelles du motif de phase. Un motif continu est tout de même échantillonné de manière numérique – ici à 2^{12} points. Pour simuler ces erreurs locales, on applique un tirage d'erreurs aléatoires sur chaque échantillon du motif continu – comme illustré sur la figure II.35. En réitérant ce tirage sur des amplitudes de phase de plus en plus élevées, on observe qu'il faut garder de nouveau $\overline{\Delta m} < 5\%$ afin d'assurer une baisse maximale d'efficacité de combinaison de 5% (le contraste est cette fois peu affecté) – illustré figure II.37. Ce type d'erreur a tendance à répartir plus de puissance sur les ordres latéraux inutiles.

Toutefois, les erreurs de fabrication réelles se rapprochent plus d'une erreur homogène, même si elles sont localisées sur une fraction du motif plutôt que sur le motif élémentaire global comme nous l'avons simulé. On soupçonne alors plutôt une dégradation du contraste que de l'efficacité de combinaison. Néanmoins, en considérant ces deux approches par simulation, il en ressort que plus de 5% d'erreur sur le motif de phase (rapportée à l'amplitude totale) dégrade fortement les performances théoriques, principalement l'uniformité des ordres de diffraction. C'est donc la tolérance de fabrication dont nous avons besoin. Cette valeur seuil est propre à ce motif, les mêmes simulations pour le réseau continu à $N = 10$ nous apportent une valeur seuil plus faible, représentant plutôt 2% de l'amplitude totale de phase.

3.4 Réalisation expérimentale

Étant donné que l'on vise l'utilisation du réseau avec une forte puissance optique, on préférera un réseau tout en silice plutôt que l'utilisation de résines pour prévenir l'absorption et l'échauffement du composant. En effet, les gravures en résine sont moins coûteuses et très bien maîtrisées, mais ne sont pas totalement transparentes au faisceau laser. La fabrication

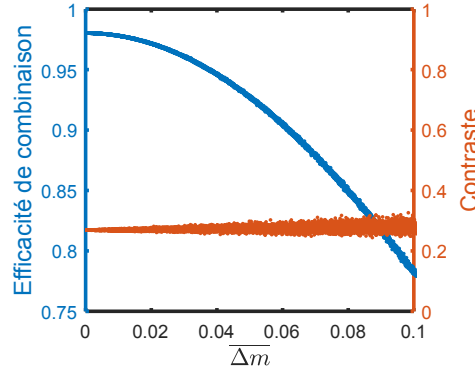


FIGURE II.37: Performances du réseau de diffraction en fonction de l'erreur de fabrication. Il s'agit ici d'une erreur ponctuelle aléatoire à haute fréquence – son amplitude est quantifiée par la grandeur $\overline{\Delta m}$ définie équation II.38. Dans ce cas, c'est l'efficacité de combinaison qui est le plus touchée – ce type d'erreur ajoute des fréquences spatiales très élevées sur le motif, ce qui a pour effet de répartir la puissance sur les ordres élevés.

du réseau est externalisée, nous décrivons brièvement la technique utilisée puis nous évaluons expérimentalement les composants.

3.4.1 Moyens techniques mis en œuvre

Les réseaux ont été réalisés par la société Zeiss, par gravure proportionnelle par bombardement ionique (aussi appelée en anglais *reactive ion etching*) directement dans la silice. Cette technique est particulièrement adaptée à la gravure d'un motif dont la profondeur varie de manière continue – comme c'est le cas pour le motif de phase choisi.

La technique consiste d'abord à inscrire le motif de phase désiré dans une résine préalablement déposée sur le substrat de silice – le motif est inscrit par exposition à un laser ultra-violet. Le motif inscrit dans la résine est ensuite transféré de manière proportionnelle dans la silice par bombardement ionique – la couche de résine constitue ainsi une couche de protection relative à son épaisseur. Lors de cette étape, toute la résine est supprimée, si bien qu'on obtient finalement une structure tout en silice qui convient à notre besoin. Le composant subit finalement un traitement AR sur les deux faces ($R < 0,25\%$ à $\lambda = 980\text{ nm}$).

3.4.2 Tests expérimentaux des composants

Une mesure topographique des profils de phase conçus par interférométrie en lumière blanche nous permet de valider la précision de fabrication. Un exemple de motif réel mesuré est illustré par la figure II.38, en comparaison avec le profil théorique. Cette mesure nous indique que l'erreur de phase entre les deux profils respecte nos attentes : $\overline{\Delta m} \approx 2,5\%$, soit inférieur à la tolérance spécifiée de 5% de la profondeur totale. Avec la mesure réelle du profil de phase, on peut également estimer les performances du réseau par la transformée de Fourier de son motif de phase (comme vu précédemment équation II.32). On obtient ainsi une efficacité comparable au profil théorique – 98,5% contre 98%, et un contraste légèrement dégradé – 33% contre 27% théoriquement. Ces valeurs correspondent tout à fait à nos attentes.

Nous avons alors mis en place un montage expérimental afin de valider ces performances en pratique. Ces mesures ont été réalisées par Sylvie Janicot et Ioana Doyen. Le principe est assez simple, il s'agit de séparer un faisceau laser grâce à un premier réseau diffractif, puis de recombinaison uniquement les ordres utiles à travers un second réseau. Les performances en séparation et en combinaison peuvent ainsi être évaluées. Le schéma du montage est représenté figure II.39(a). Ce dernier est constitué d'une diode laser DFB commerciale en tant que source monomode transverse, des deux réseaux de phase et d'un jeu de lentilles L_{10} et L_{11} afin d'ap-

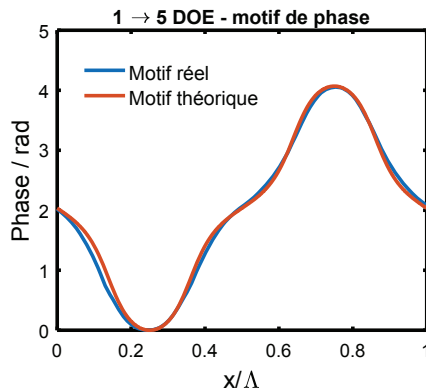
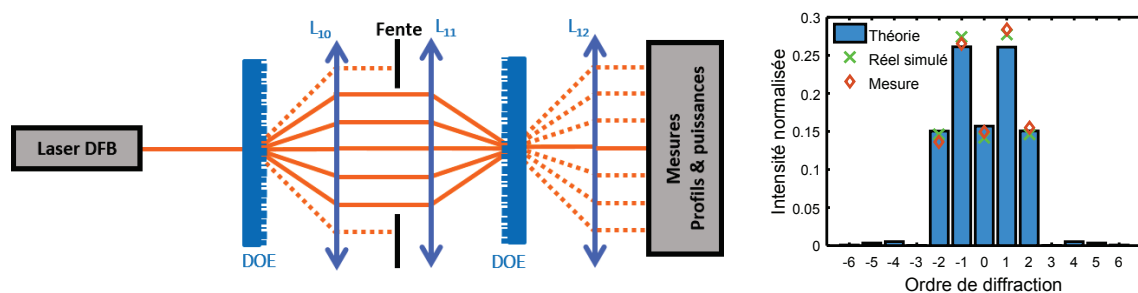


FIGURE II.38: Motif élémentaire du réseau de phase continu théorique comparé au motif réel mesuré.

plier l'angle souhaité entre chaque ordre (13 mrad). La répartition de puissance selon les ordres est évaluée successivement après séparation et combinaison à l'aide d'un puissance-mètre et d'une caméra. L'efficacité de séparation correspond à la valeur simulée (98%), le contraste est quant à lui très proche ($C = 35\%$) – les ordres diffractés sont représentés figure II.39(b) en comparaison avec le réseau théorique et le réseau réel simulé d'après sa mesure de profil. Comme attendu, l'étape de combinaison est quant à elle plus délicate, elle nécessite de mettre en place de nombreux réglages de positionnement et d'orientation afin d'aligner le second réseau de manière optimale. Une efficacité de combinaison de 96,5% est obtenue dans un faisceau unique. Les pertes résiduelles en comparaison de la séparation sont attribuées à de petits écarts de phase introduits dans le montage (erreur d'alignement ou astigmatisme introduit par les doublets), on estime ainsi l'écart de phase RMS à $\sigma_\phi \approx 0,15 \text{ rad}$ à partir de la figure II.34(b).



(a) Montage expérimental mis en place pour l'évaluation des DOE.

(b) Comparaison des distributions de puissance selon le motif théorique, le motif réel simulé et la mesure expérimentale directe.

FIGURE II.39: Test expérimental des composants.

Finalement, ces mesures expérimentales¹ valident les bonnes performances attendues des réseaux diffractifs fabriqués. On retrouve tout de même l'extrême sensibilité du contraste des ordres aux erreurs de fabrication, le réseau présenté est le meilleur fabriqué, mais l'analyse de tous les réseaux obtenus nous fournit un contraste moyen de 39%, soit plus de 10 points de plus comparé au réseau théorique (l'efficacité reste constante) – bien que les erreurs de fabrication restent limitées avec $\overline{\Delta m} < 5\%$ sur tous les réseaux testés.

1. Les tests ont également été réalisés avec un laser à section évasée dont la qualité spatiale est moins bonne que la diode laser DFB ($M^2 \approx 2$) : les résultats sont identiques.

4 Émetteurs à forte luminance dédiés à la combinaison cohérente

Nous décrivons dans cette section les différentes sources à semi-conducteur utilisées. Aussi bien en barrette qu'en émetteur individuel, nous avons utilisé deux types de lasers : des émetteurs monomodes transverse à section droite ainsi que des émetteurs à section évasée. Ces sources nous ont été fournies par nos partenaires dans le cadre du projet européen BRIDLE, Modulight et FBH pour les diodes monomodes et les diodes évasées respectivement. Nous décrivons dans ce qui suit leurs principales caractéristiques en terme de puissance et de qualité spatiale, leurs propriétés de phase, la conception des bases mécaniques pour l'évacuation thermique ainsi que les optiques de collimation. Étant donné leur savoir-faire, les structures semi-conductrices ont été définies par nos partenaires afin de correspondre aux niveaux de luminance désirés, aussi nous ne nous attardons pas sur ce point. L'utilisation que nous souhaitons faire des sources a néanmoins imposé un certain nombre de contraintes dans leur conception, nous démarrons par leur description.

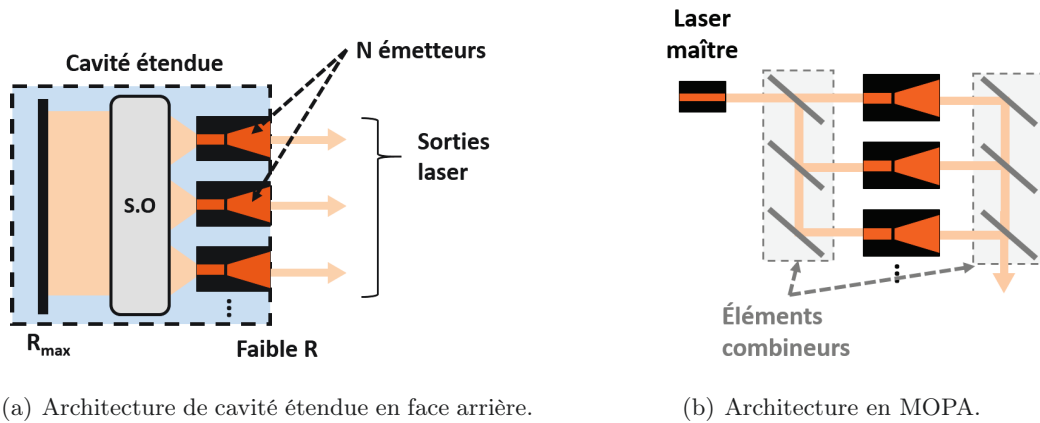


FIGURE II.40: Rappel des architectures dans lesquelles seront utilisés les émetteurs. Dans toutes les configurations, on remarque que l'accès aux deux facettes des émetteurs est nécessaire.

4.1 Contraintes liées aux architectures de CBC

Implémenter une cavité étendue sur la face arrière des émetteurs est en réalité aussi contraignant que l'implémentation en amplification MOPA du point de vue des émetteurs, on retrouve les trois mêmes contraintes principales :

Accès aux deux facettes : L'accès optique aux deux facettes des émetteurs est indispensable pour nos architectures. En cavité étendue il s'agit de collecter tous les photons issus de la facette arrière puis de les réinjecter ; en MOPA il s'agit uniquement d'injection par la face arrière. La face avant représente dans les deux cas la sortie laser brillante à combiner avec les autres émetteurs. Les deux facettes jouent ainsi un rôle crucial. Dans les diodes laser classiques, la face arrière est généralement hautement réfléchissante, aucun accès n'est nécessaire si bien que la monture des émetteurs peut être allongée de ce côté pour faciliter l'évacuation thermique ou les contacts électriques. Pour autoriser l'accès aux facettes dans notre cas, la monture du composant semi-conducteur doit évaluer sa longueur totale, cela limite l'efficacité de l'évacuation thermique.

Contrôle individuel des courants : Afin de pouvoir ajuster la phase de manière indépendante sur chaque émetteur par une modification du courant d'injection, il est nécessaire d'avoir un contrôle individuel des courants. Ceci est bien sûr classique avec des émetteurs individuels, néanmoins cela contraint le montage des émetteurs en barrette.

L'injection individuelle nécessite donc des contacts électriques distincts côté P (anode). Les composants sont ainsi montés *p-side up* (anode vers le haut), l'embase commune refroidie se situe côté cathode. Ce type de montage limite l'évacuation thermique, étant donné que la zone active où il y a échauffement est bien plus éloignée de la cathode et par conséquent plus éloignée de l'embase refroidie que dans la configuration *p-side down* (anode côté embase).

Le contact électronique individuel est également un défi technologique lorsqu'il s'agit de l'appliquer sur une barrette d'émetteurs dont le pas est très petit ($p \approx 100 \mu m$), et d'autant plus que le nombre d'émetteurs est grand.

Anti-reflet : Que ce soit en architecture de cavité étendue ou en MOPA, la facette arrière doit absolument être traitée anti-reflet afin d'éviter tout effet laser parasite dans la cavité Fabry-Perot formée entre les deux facettes. Cela n'est pas un problème en soi, mais la réflectivité doit être la plus basse possible afin d'obtenir les meilleures performances.

Ces besoins contraignent surtout la façon dont est monté le composant sur son support, ce qui peut au final entraîner un échauffement plus important de la zone active ainsi que des difficultés aux niveaux des contacts électriques.

4.2 Description des deux types de sources

Dans les expériences que décrivent les chapitres suivants, nous avons utilisé des émetteurs à section droite monomodes émettant à $\lambda \approx 950 \text{ nm}$ ainsi que des émetteurs à section évasée émettant à $\lambda \approx 975 \text{ nm}$, par souci d'abréviation nous les noterons respectivement RWG (pour *ridge waveguide laser*) et TPL (pour *tapered laser*). Ils satisfont tous deux les contraintes mentionnées précédemment. Nous décrivons ici leurs caractéristiques et leurs performances en tant qu'émetteurs individuels. Les structures verticales, basées sur des alliages *InGaAs* et *AlGaAs*, sont conçues pour réduire la divergence dans la direction verticale [Helal 15, Crump 15, Winterfeldt 16] – cela permet une moindre sensibilité aux défauts d'alignement des optiques et une amélioration du couplage.

Structure latérale

Les RWG sont à section droite, c'est-à-dire que la dimension latérale du guide est constante tout au long du composant (long de 2 mm), sa largeur $2w_x$ est de 4 ou $5 \mu m$. Une photographie vue de haut est présentée figure II.41(a).

Les TPL sont composés de deux zones distinctes, une zone à section droite longue de 2 mm et une zone à section évasée longue de 4 mm . L'angle d'évasement est de $\alpha_T = 6^\circ$, le guidage du mode optique est effectué par le gain dans cette section évasée. Comme explicité dans la section 1.2.2 (chapitre I p. 19), la zone à section droite joue le rôle de filtre spatial : étant donné la faible largeur de son guide ($2w_x = 4,5 \mu m$ ou $5 \mu m$) elle ne supporte que le mode transverse fondamental. Son schéma est représenté figure II.41(b).

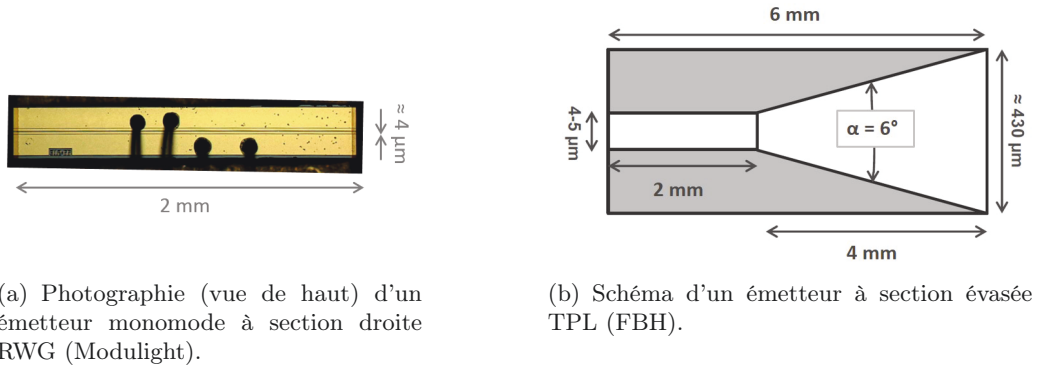


FIGURE II.41: Représentation des deux types de sources utilisées.

Traitement des facettes

Les traitements sont adaptés à notre utilisation comme évoqué section 4.1, avec un traitement anti-reflet (AR) sur la face arrière :

- RWG : Face arrière $R_{ar} < 1\%$, Face avant $R_{av} = 3\%$.
- TPL : Face arrière $R_{ar} < 0,1\%$, Face avant $R_{av} = 0,5\%$.

Le traitement des faces avant est identique à l'utilisation d'émetteurs similaires avec une face arrière à haute-réflexivité (HR). La valeur de la réflectivité est donc suffisante pour permettre le fonctionnement laser en cavité étendue.

Luminance et efficacité électrique-optique

Étant donné que la facette arrière des émetteurs est traitée AR, le fonctionnement laser de l'émetteur seul est impossible. On implémente alors une cavité étendue sur la face arrière pour permettre la caractérisation optique des émetteurs. Cette cavité est très simple, elle est composée uniquement de l'émetteur, d'une lentille asphérique de collimation et d'un miroir pour renvoyer l'onde optique dans le milieu à gain – la sortie de cavité se trouve sur la face avant de l'émetteur et c'est ici que les caractérisations sont effectuées. Une puissance optique de 250 mW est obtenue avec les RWG et plus de 3 W avec les TPL (figure II.42), en cavité étendue. La puissance atteint 4 W lorsque le courant de la section droite est poussé à $I_R = 400 \text{ mA}$. Les courbes de puissance en fonction du courant injecté sont illustrées figure II.42, en comparaison avec un émetteur classique où la face arrière est traitée HR – aucune cavité n'est alors nécessaire, les émetteurs lasent seuls. La puissance extraite dans ce cas est légèrement plus faible en cavité, ce qui reflète les pertes plus importantes.

La dimension latérale étroite des RWG implique que le guide ne supporte que le mode transverse fondamental, la qualité de faisceau émis par ces émetteurs est donc très bonne : le facteur M^2 est proche de 1. La luminance est finalement de l'ordre de $L \approx 20 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$.

Pour les TPL, le faisceau émis n'est pas limité par diffraction malgré le filtrage spatial par la section droite, la section évasée dégrade légèrement la qualité de faisceau en générant des modes transverses supplémentaires. La luminance est alors de $L \approx 150 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ avec un facteur $M^2 \leq 2,5$ dans la direction horizontale (le faisceau reste limité par diffraction dans la direction verticale). Il s'agit d'une valeur moyenne pour tout le faisceau ; toutefois seule une petite partie de la puissance totale est responsable de la dégradation du facteur M^2 . Il est donc possible de revoir la valeur moyenne de la luminance en considérant une puissance plus faible contenue dans un cône d'angle solide plus faible également, c'est-à-dire possédant un meilleur facteur M^2 . Dans le cas des TPL, 80% de la puissance optique est contenue dans le lobe central limité par diffraction ($M^2 = 1$), la luminance peut ainsi être revue à la hausse en considérant uniquement la puissance contenue dans le lobe central : $L \approx 300 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ (à $I_T = 6 \text{ A}$, $I_R = 400 \text{ mA}$). La proportion de puissance dans les modes transverse d'ordre élevé augmente

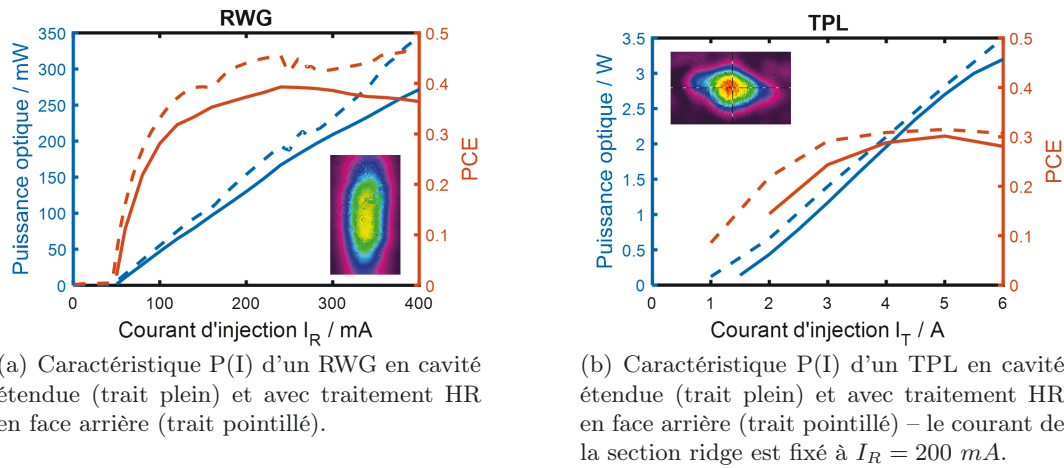


FIGURE II.42: Caractéristique en puissance des émetteurs avec l'efficacité de conversion électrique-optique notée PCE (*Power Conversion Efficiency*). Un profil de faisceau typique à courant d'injection moyen est inséré.

avec le courant (dégradant la qualité de faisceau), si bien qu'à faible courant ($I_T = 3$ A), on observe un facteur M^2 nettement meilleur ($\leq 1,3$) avec près de 90% de la puissance optique dans le lobe central.

Montage

La figure II.43 illustre le montage final des émetteurs individuels RWG – le montage des TPL reste très similaire. La cathode des diodes est soudée à une petite embase en cuivre chez nos partenaires. Cette embase est alors positionnée sur un support en cuivre également, lui-même placé sur un module thermoélectrique à effet Peltier pour réguler finement la température. Dans le cas des TPL, un radiateur à eau est placé sous le module thermoélectrique pour évacuer la charge thermique; dans le cas des RWG un simple radiateur à air suffit étant donné que la quantité de chaleur à évacuer est plus faible – près de 10 W thermiques sont à évacuer pour les TPL.

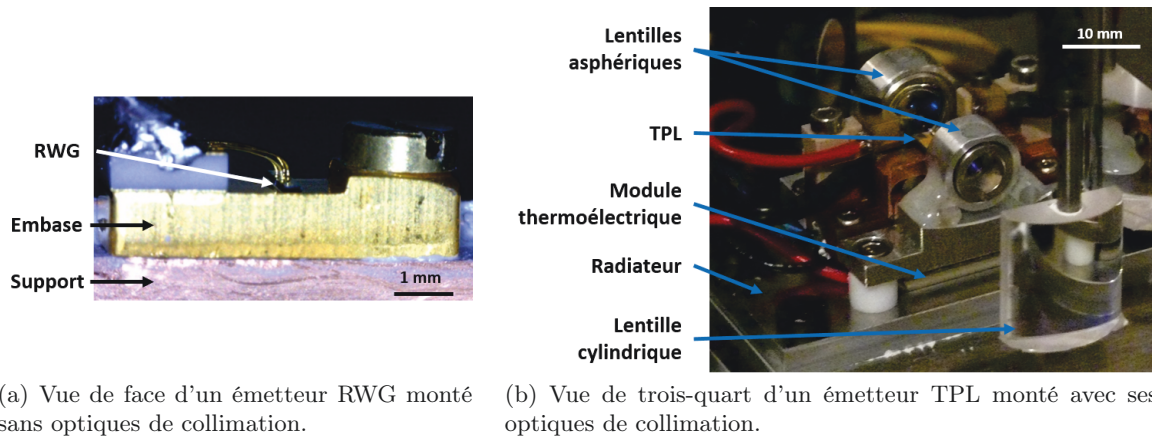


FIGURE II.43: Photographies du montage des émetteurs.

La collimation des faisceaux est effectuée à l'aide de lentilles asphériques très ouvertes ($ON \approx 0,6$) dont les distances focales sont de l'ordre de quelques millimètres ($3 - 8$ mm). En face avant d'un TPL, une lentille cylindrique supplémentaire est nécessaire afin de corriger l'astigmatisme intrinsèque du faisceau.

Propriétés de phase

Nous l'avons déjà évoqué précédemment, le chemin optique vu par l'onde (et donc la phase accumulée) peut être modifié par une variation du courant d'injection. Ce phénomène est liée à un effet de courant (effet Joule) qui induit un changement local de la température, et de fait une variation de l'indice optique. Les propriétés de phase des émetteurs sont ainsi des données importantes pour leur combinaison cohérente. On distingue ici deux grandeurs qui nous intéressent : la variation de la phase en fonction du courant d'injection $\varphi(I)$, et les fluctuations de phase à courant constant (ou bruit de phase). Le bruit de phase indique l'amplitude et la gamme spectrale des fluctuations de phase dans un émetteur.

Un montage expérimental¹ a été dédié à la mesure de ces propriétés, il s'agit d'un interféromètre de Mach-Zehnder. Sur le premier bras est placé l'émetteur dont nous souhaitons mesurer les propriétés, le second sert quant à lui de référence de phase. Le schéma du montage est représenté figure II.44(a). Le faisceau laser d'une diode DFB est ainsi séparé en deux sur une première lame séparatrice afin d'injecter les deux bras de l'interféromètre. Les deux faisceaux se superposent alors sur la deuxième lame séparatrice où ils interfèrent. Si on impose un angle non-nul entre leurs directions de propagation sur les sorties de l'interféromètre, on observe un système de franges d'interférences. La position de ces franges est directement reliée à la relation de phase $\Delta\varphi$ entre les deux bras de l'interféromètre. Par conséquent, une variation de cette relation de phase – liée à une variation de phase dans l'émetteur – décalera la position des franges et nous allons mesurer ce décalage. Néanmoins $\Delta\varphi$ ne peut être mesuré directement avec un seul détecteur – l'intensité en un point est proportionnelle à $\cos \Delta\varphi$ seulement. La relation $\Delta\varphi$ peut toutefois être entièrement connue si l'on a accès à son cosinus et son sinus de manière simultanée – en effet il ne reste plus qu'à calculer :

$$\Delta\varphi = \text{atan} \left(\frac{\sin \Delta\varphi}{\cos \Delta\varphi} \right) . \quad (\text{II.39})$$

Pour ce faire, il suffit de mesurer l'intensité résultant des interférences en deux points de l'interférogramme, espacés de $\frac{i}{4}$ où i est l'interfrange – c'est-à-dire espacés de $\frac{\pi}{2}$ en phase. Le premier détecteur mesure donc $\cos \Delta\varphi$ et le second $\cos \left(\Delta\varphi + \frac{\pi}{2} \right) = -\sin \Delta\varphi$ (voir figure II.44(b)). De cette manière nous avons mesuré précisément les variations de phase entre les deux bras – à noter qu'il s'agit de mesures relatives et non absolues, et c'est ce dont nous avons besoin.

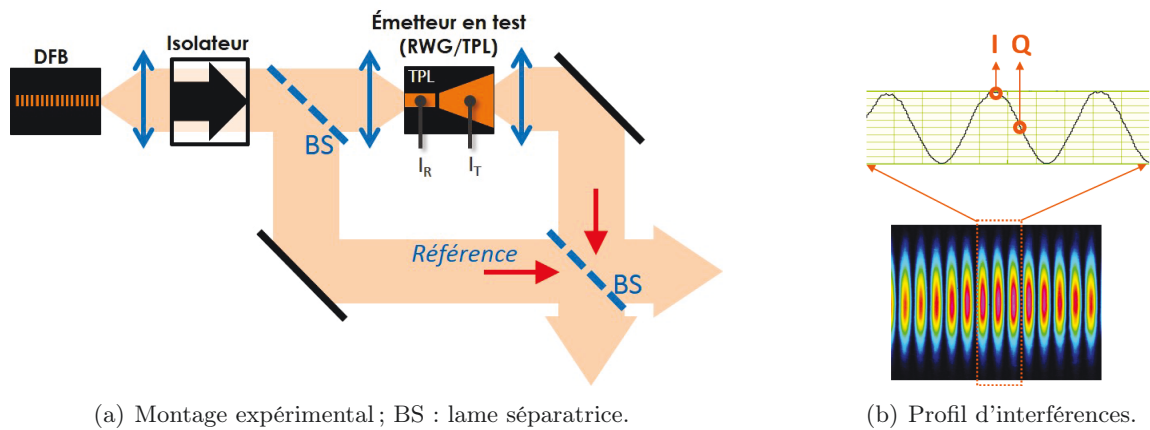


FIGURE II.44: Schéma de l'interféromètre de Mach-Zehnder pour la mesure des propriétés de phase des émetteurs (a) ; exemple de profil d'interférences observé en sortie de l'interféromètre (b) avec la position des mesures en phase I ($\propto \cos \Delta\varphi$) et en quadrature Q ($\propto -\sin \Delta\varphi$).

Le bruit de phase nous permet d'évaluer la gamme spectrale des fluctuations de phase dans le milieu à gain. Dans le cas d'une correction active de la phase cette information nous donne

1. Le montage expérimental ainsi que les mesures ont été réalisés par Ioana Doyen, ingénieure au LCF.

l'ordre de grandeur de la bande passante de rétro-action nécessaire. La mesure de bruit de phase d'un émetteur TPL est représentée figure II.45(a). En terme de combinaison cohérente, nous avons vu qu'une variation de phase de $\sigma_\Phi = 0,1 \text{ rad} \approx \frac{\pi}{30}$ entraîne une baisse de 1% de l'efficacité de combinaison : on repère alors ce niveau sur la courbe. On observe que le bruit de phase accumulé à quelques hertz est de $\sigma_\Phi(f \geq 7 \text{ Hz}) \approx \frac{\pi}{30}$. Ceci nous donne une valeur de référence pour une éventuelle correction active de la phase : la bande passante doit être de l'ordre de la dizaine de hertz. Par conséquent, une boucle de correction lente est suffisante. Le faible bruit de phase observé est typique des sources laser à semi-conducteur [Redmond 11].

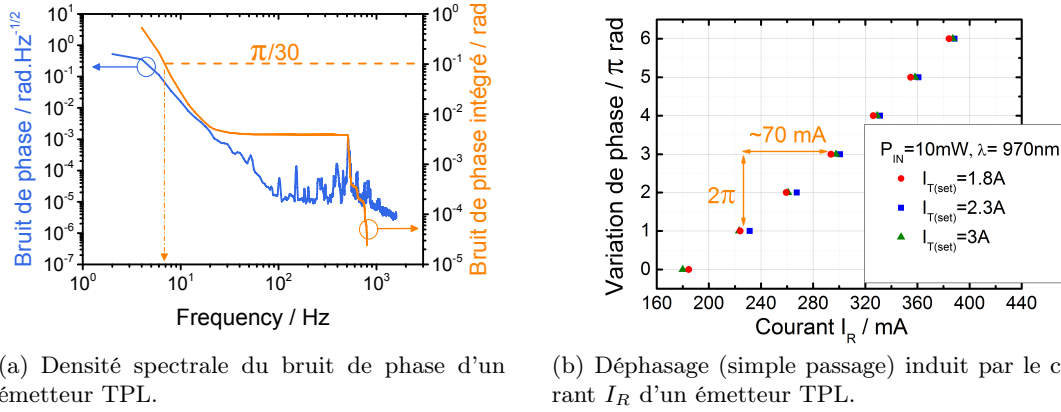


FIGURE II.45: Propriétés de phase d'un émetteur TPL mesurées en simple passage.

La variation de phase $\varphi(I)$ permet quant à elle de quantifier la variation de courant nécessaire pour appliquer un déphasage. Elle est mesurée sur le montage lors d'une variation de courant d'injection dans le milieu à gain. Dans le cas d'un TPL, uniquement le courant de la section droite I_R est modifié. Les résultats sont illustrés sur la courbe figure II.45(b), on observe une variation quasi-linéaire de la phase en fonction du courant. Une variation de phase de $\Delta\varphi = \pi$ est obtenue pour une variation de courant $\Delta I_\pi \approx 35 \text{ mA}$. Cela implique qu'une variation de phase relativement importante à travers l'émetteur est obtenue sans modification significative de la puissance en sortie de celui-ci. Dans le cas des RWG, une variation de phase de $\Delta\varphi = \pi$ est obtenue pour $\Delta I_\pi \approx 40 \text{ mA}$ – ici la variation de puissance n'est pas négligeable étant donné qu'il s'agit d'une variation du courant d'injection de 10 à 15%.

4.3 Barrettes d'émetteurs

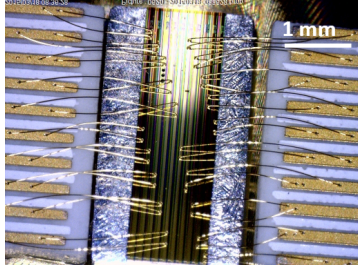
Les caractéristiques et les performances des deux types d'émetteurs à présent connues, nous abordons leur fonctionnement en barrette. Deux types de barrettes nous sont fournis, une barrette de 10 émetteurs monomodes à section droite et une barrette de 5 émetteurs à section évasée. Deux partenaires supplémentaires du projet ont contribué au montage de ces barrettes : elles ont été soudées sur leurs embases en cuivre par la société DILAS et les contacts électriques ont été effectués par ILT (*Fraunhofer-Institut für Lasertechnik*).

Paramètres

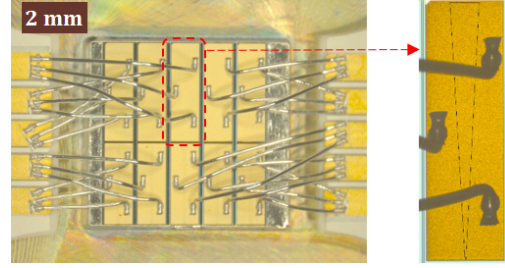
Les émetteurs des barrettes sont similaires aux émetteurs individuels présentés dans la section précédente. Ils possèdent toutefois quelques différences en termes de longueur ou de largeur de guide ; le traitement optique des facettes est identique. Les principaux paramètres sont résumés ici :

- Barrette de 10 émetteurs RWG : distance entre émetteurs $p = 120 \text{ } \mu\text{m}$, facteur de remplissage $F = \frac{2w_x}{p} \approx 3\%$, longueur 4 mm .

- Barrette de 5 émetteurs TPL : distance entre émetteurs $p = 1 \text{ mm}$, facteur de remplissage¹ $F \approx 0,5\%$, longueur de section droite $2,5 \text{ mm}$, longueur de section évasée 3 mm , largeur de guide (section droite) $2w_x = 4 \text{ }\mu\text{m}$ ou $5 \text{ }\mu\text{m}$, courant de déphasage $\Delta I_\pi \approx 55 \text{ mA}$.



(a) Barrette de 10 émetteurs à section droite (RWG) au pas de $120 \text{ }\mu\text{m}$.



(b) Barrette de 5 émetteurs à section évasée (TPL) au pas de 1 mm .

FIGURE II.46: Vue de haut des barrettes d'émetteurs, avec les contacts électriques de chaque côté. La face avant des émetteurs se situe dans les deux cas vers le haut de l'image, la face arrière vers le bas. Sur la photographie (a), on distingue les fils d'or de diamètre $50 \text{ }\mu\text{m}$ qui assurent le contact électrique des émetteurs.

Montage

Les barrettes sont montées sur une base en cuivre refroidie par un module thermoélectrique à effet Peltier, lui-même au contact d'un radiateur à eau – une barrette de 10 émetteurs RWG montée est illustrée figure II.47. Dans le cas de la barrette de TPL, deux modules thermoélectriques sont utilisés en série, afin de pouvoir dissiper plus de 50 W thermiques.

Le contrôle individuel des courants d'injection est assuré pour les deux types de barrette – les deux sections des TPL sont également indépendantes via I_R pour la section droite (*ridge*) et I_T pour la section évasée (*tapered*). Ces contacts sont bien visible sur les photos présentées figure II.46.

Collimation

Étant donné l'infime largeur verticale des guides (de l'ordre du micromètre) – impliquant une forte divergence, la collimation des faisceaux dans l'axe vertical doit être réalisée à moins de 1 mm des faces de sortie des émetteurs. Nous utilisons ainsi une lentille cylindrique à très grande ouverture numérique ($ON = 0,8$) – communément nommée FAC pour *fast-axis collimator* – de distance focale $f_{FAC} = 0,6 \text{ mm}$ et de frontale environ $0,1 \text{ mm}$. Cette lentille a pour objectif de collimer tous les émetteurs sur l'axe vertical uniquement. Avec une frontale si courte, l'alignement de cette optique est une épreuve délicate et de surcroît critique pour la suite des expériences. Le positionnement de l'optique – contrôlé par caméra en champ lointain – est réalisé à l'aide d'une tige d'aspiration qui maintient la FAC, elle-même manipulée à l'aide d'une platine spécifiquement conçue à six degrés de liberté. La difficulté est ici de positionner la lentille parfaitement à la même distance de chaque émetteur, tout en la maintenant dans le plan de la barrette (illustré figure II.48). Une fois cette étape aboutie, la FAC est fixée par colle UV à l'embase en cuivre de la barrette. L'épreuve de collimation des barrettes de diodes a été réalisée avec l'aide formidable de Sylvie Janicot.

1. Dans le cas de ces émetteurs à section *très évasée*, c'est la largeur de la section droite $w_{x,R}$ qui entre en jeu dans le calcul du facteur de remplissage $F = \frac{2w_{x,R}}{p}$. Ainsi, même si la largeur des émetteurs est plus importante côté évasé ($w_{x,T} \approx 500 \text{ }\mu\text{m}$), le facteur de remplissage est le même. Cela se comprend en considérant que le col du faisceau côté évasé ne se trouve pas au niveau de la facette, mais à l'intérieur du milieu à gain, ainsi la largeur de la facette n'entre pas en jeu.

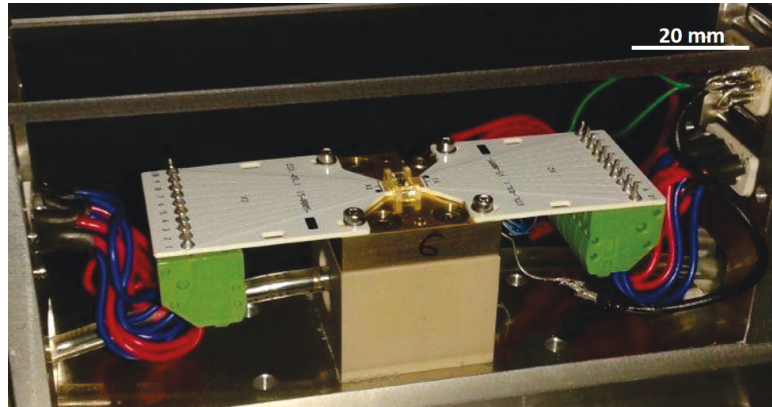


FIGURE II.47: Montage complet d'une barrette de diodes – ici il s'agit d'une barrette d'émetteurs RWG. On distingue la circulation d'eau en bas du montage, le module thermoélectrique est quant à lui dissimulé. La barrette est quasiment vue de face – située au centre de la photo – avec ses contacts électriques de chaque côté. Au centre, on peut apercevoir le dispositif de collimation qui est par la suite représenté figure II.48.

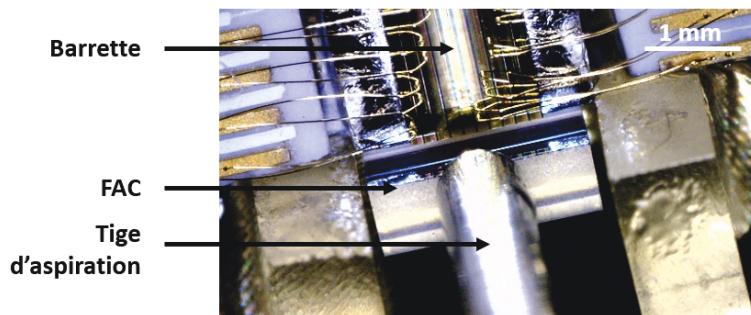


FIGURE II.48: Vue de dessus du dispositif de collimation. On distingue la barrette d'émetteurs RWG en haut, la lentille cylindrique FAC maintenue par une tige d'aspiration au centre, ainsi que deux cales de silice de chaque côté de la lentille.

La collimation dans l'axe horizontal (à divergence faible) est effectuée de manière commune à tous les émetteurs avec un seul doublet à une distance plus élevée, 40 à 80 *mm*. Les deux étapes successives de collimation sont illustrées sur le schéma du montage figure II.50 un peu plus loin.

Défaut d'alignement des émetteurs en barrette

Montés en barrette, les émetteurs sont alignés les uns à côté des autres selon l'axe x – voir figure II.49(a). Les émetteurs peuvent néanmoins présenter des défauts d'alignement selon l'axe y , c'est le cas lorsqu'ils ne se trouvent pas à y constant : on parle couramment d'effet de *smile* (les émetteurs n'étant pas alignés selon une droite $y = cste$ mais selon une courbe). Ce défaut apparaît généralement lors de la soudure de la barrette à son embase cuivrée ; il est témoin de contraintes mécaniques inhomogènes le long de la barrette. Le défaut est d'autant plus marqué et difficile à éviter que la barrette est large. Pour cette raison, nous n'avons pas observé d'effet de *smile* significatif sur la barrette de 10 émetteurs RWG, la longueur totale étant relativement courte (≈ 1 *mm*).

L'effet de *smile* sur la barrette de 5 émetteurs évasés est quant à lui mesurable (voir figure II.49(b)). Observé sur les deux côtés de la barrette, il reste toutefois faible avec un écart-type inférieur à 0,5 μm sur la position du point source en sortie de chaque émetteur – cela montre la qualité du montage de la barrette. Ce défaut n'empêche pas a priori le fonctionnement couplé de la barrette (où les faisceaux de chaque émetteur sont réinjectés dans les autres) mais induira des pertes supplémentaires et ainsi un couplage moins fort. C'est surtout

sur l'arrière de la barrette que le défaut peut être néfaste étant donné que la cavité étendue y est implémentée.

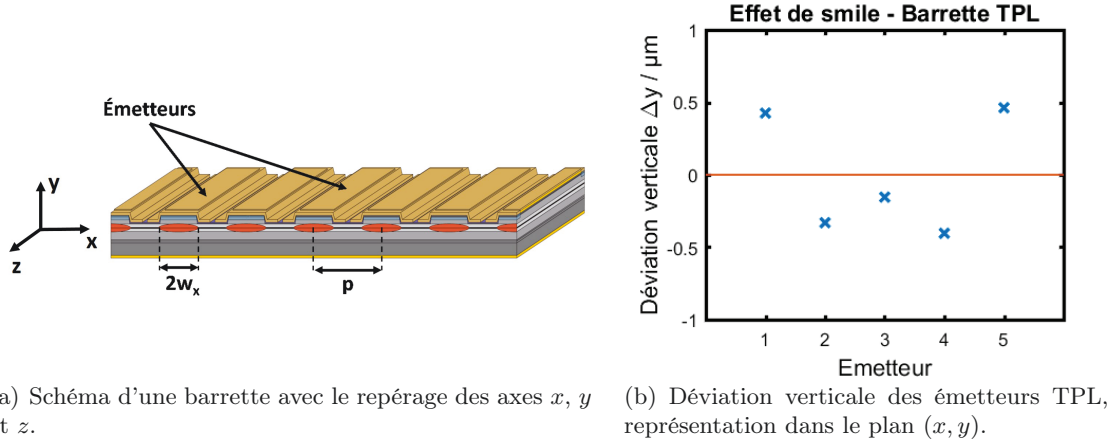


FIGURE II.49: Effet de *smile* mesuré sur la barrette de 5 émetteurs TPL.

Puissance extraite en cavité incohérente

Les émetteurs des barrettes ont leur face arrière traitée AR, aucun effet laser n'est supposé apparaître sans cavité étendue sur leur face arrière. Afin de caractériser la puissance extraite des barrettes, nous implémentons une cavité étendue dite incohérente : il n'y a aucun couplage entre émetteurs, il s'agit simplement de les caractériser.

La cavité étendue en face arrière consiste à imager la sortie des émetteurs sur le miroir HR, ce miroir provoque alors l'imagerie retour dans chaque émetteur. Pour chaque élément, la cavité est ainsi construite entre la facette avant et le miroir HR. Le schéma du montage est illustré figure II.50.

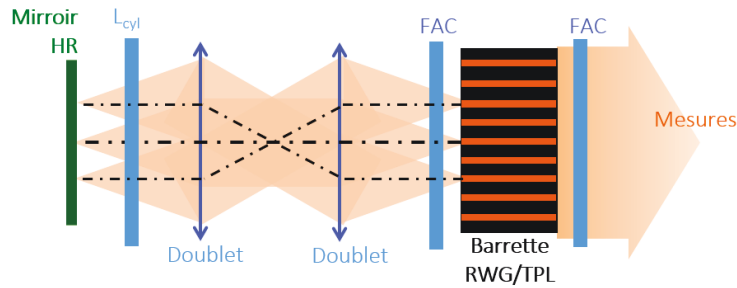
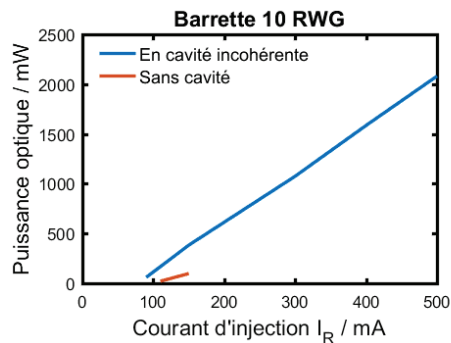


FIGURE II.50: Schéma expérimental de la cavité étendue implémentée en face arrière d'une barrette de diodes pour le fonctionnement incohérent des émetteurs. Cette cavité est prévue pour éviter tout couplage des émetteurs afin de caractériser les diodes de façon indépendante. L'imagerie de la face arrière des émetteurs est réalisée sur le miroir HR afin d'assurer un fort retour optique.

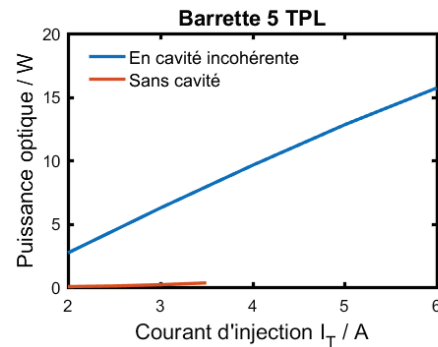
La puissance optique est mesurée en face avant de la barrette. Les courbes sont représentées figure II.51. Une puissance de 2 W est obtenue depuis la barrette de RWG – le courant d'injection a été limité relativement bas étant donné la défaillance observée de certains émetteurs au delà de $I_R = 700 \text{ mA}$. Une puissance approchant 16 W est obtenue en sortie de la barrette de 5 TPL à un courant de 6 A dans chaque émetteur. L'augmentation du courant d'injection est limitée par la capacité du système thermique à évacuer la chaleur dissipée. Toutefois, l'intérêt d'une augmentation supplémentaire n'est pas assuré étant donné qu'une dégradation de la qualité spatiale a été observée sur des émetteurs individuels au delà de $I_T = 6 \text{ A}$.

La puissance optique extraite de la barrette rapportée au nombre d'émetteurs est illustrés figure II.52, en comparaison avec un émetteur individuel. On remarque une baisse assez nette

de la puissance pour les RWG – la comparaison étant toutefois difficile car les longueurs sont très différentes. Concernant les TPL, les performances sont au contraire très similaires.

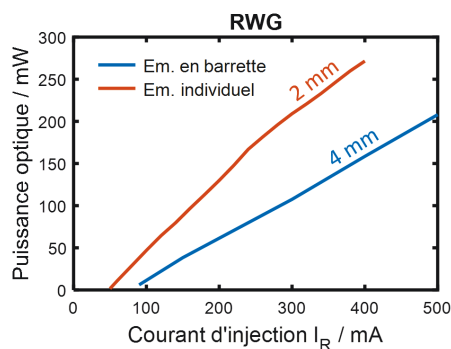


(a) Puissance extraite de la barrette de dix émetteurs à section droite en fonction du courant injecté dans chaque laser.

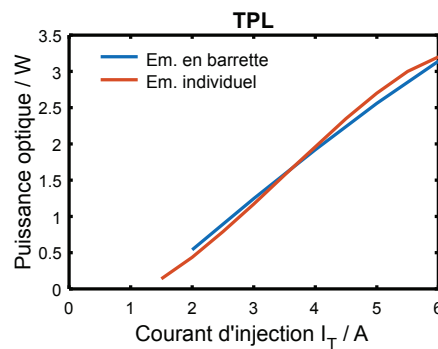


(b) Puissance extraite de la barrette de cinq émetteurs à section évasée – le courant de la section ridge est fixé à $I_R = 400$ mA pour chaque émetteur.

FIGURE II.51: Puissance extraite des barrettes avec et sans cavité étendue sur la face arrière. Sans cavité, seule de l'émission spontanée est observée en sortie de la barrette de TPL (ce qui indique le très bon traitement AR sur la face arrière), néanmoins un début d'effet laser est observé pour la barrette de RWG aux alentours de $I_R = 150$ mA.



(a) Puissance moyenne extraite par émetteur sur la barrette de 10 RWG, en comparaison avec un émetteur individuel en cavité étendue.



(b) Puissance moyenne extraite par émetteur sur la barrette de 5 TPL, en comparaison avec un émetteur individuel en cavité étendue à $I_R = 400$ mA.

FIGURE II.52: Comparaison des puissances extraites en barrette et en fonctionnement individuel.

	RWG		TPL	
	Individuel	Barrette	Individuel	Barrette
Longueur d'onde λ / nm	950	950	975	972
Nombre d'émetteurs N	1	10	1	5
I_{max} / A	0,4	$N \times 0,5 = 5$	6	$N \times 6 = 30$
Puissance optique P / W	0,25	2	3,2	16
$\frac{P}{N}$ / W	0,25	0,2	3,2	3,2
PCE à I_{max}	37%	—	28%	—
$M_{4\sigma,x}^2$ à I_{max}	$\leq 1,05$	—	$\leq 2,5$	—
$M_{4\sigma,y}^2$ à I_{max}	$\leq 1,05$	—	$\leq 1,05$	—
L / $MW.cm^{-2}.sr^{-1}$	20	—	150	—
ΔI_π / mA	35 – 40	—	35	50 – 55
$\sigma_\Phi(f \geq$ $10\ Hz)$ / rad	$\frac{\pi}{1000}$	—	$\frac{\pi}{100}$	—

TABLEAU II.4: Synthèse des caractéristiques des différents émetteurs évoqués.

5 Synthèse

De nombreux outils pour un système de combinaison cohérente ont été développés tout au long de ce chapitre. Nous avons maintenant une définition claire de la puissance optique combinée en sortie de système, ainsi que de l'efficacité de combinaison associée. Nous avons étudié les différents facteurs qui conduisent à sa dégradation, en particulier le facteur principal que représentent les différences de phase entre les faisceaux à combiner. Nous avons également détaillé une approche théorique qui permet d'évaluer l'efficacité de combinaison maximale d'un système expérimental par la mesure des profils de chaque faisceau à combiner.

Nous avons ensuite analysé le mécanisme de verrouillage de phase par cavité étendue en utilisant un outil théorique de description linéaire de la cavité. Cela nous a permis de valider les architectures choisies ainsi que d'en souligner les principales caractéristiques et contraintes. C'est ainsi que l'on peut prévoir de manière théorique un fonctionnement tout passif de la mise en phase pour une cavité Michelson par exemple – selon certaines contraintes, comme le choix des différentes longueurs de bras par rapport à la largeur spectrale de la courbe de gain. Ce fonctionnement passif correspond à une auto-organisation par optimisation de la sélection d'un mode longitudinal de cavité qui maximise la réflectivité. En revanche, la cavité interférométrique basée sur l'utilisation d'un DOE telle que nous l'abordons nécessitera une rétroaction active sur chaque émetteur. Nous avons également développé cette approche – basée sur une description matricielle de la cavité – de manière numérique afin d'obtenir une description plus proche de la cavité réelle, avec la prise en compte de défauts d'alignements ou d'aberrations optiques.

Les architectures envisagées emploient toutes un réseau de phase (DOE) pour la superposition cohérente des faisceaux dès que le nombre d'émetteurs est supérieur à deux. Ainsi nous avons dans la suite développé les modélisations nécessaires à la conception de ces éléments optiques. Nous avons ainsi arrêté notre choix sur un DOE à motif de phase continu qui apporte une efficacité de combinaison proche de un. Une fois ce réseau fabriqué en externe, nous avons testé ses performances expérimentalement. Celles-ci correspondent tout à fait à nos attentes.

Enfin le dernier outil étudié constitue le cœur du système : il s'agit des émetteurs à semi-conducteur qui ont pour vocation à être combinés. Grâce à nos partenaires dans le cadre du projet BRIDLE, nous disposons de deux types de sources laser : des émetteurs à section droite basse puissance et des émetteurs à section évasée de luminance élevée. Ces émetteurs sont montés de manière individuelle ou en barrette de 5 à 10. Nous avons ainsi analysé leurs caractéristiques quant à la puissance optique, la luminance, mais aussi en ce qui concerne les propriétés de phase – celles-ci sont synthétisées dans le tableau [II.4](#).

Nous disposons maintenant de tous les outils nécessaires pour démarrer l'étude expérimentale de la combinaison cohérente.

Chapitre III

Combinaison cohérente à deux émetteurs

Objectifs

Dans ce troisième chapitre, nous abordons la mise en œuvre expérimentale de la combinaison cohérente. À travers une expérience à deux émetteurs, nous validons l'architecture précédemment introduite de cavité étendue sur la face arrière des émetteurs pour le verrouillage de phase. Cette architecture est implantée avec les deux types d'émetteurs présentés auparavant : des émetteurs basse puissance monomodes à section droite et des émetteurs à section évasée. Les émetteurs utilisés sont montés de manière individuelle pour plus de souplesse, afin de démontrer le principe de l'architecture et d'analyser son fonctionnement avant sa mise en œuvre sur une barrette d'émetteurs. La deuxième partie du chapitre décrit l'approche voisine de mise en phase en amplification MOPA, toujours à deux émetteurs. Cela nous permettra d'observer les similitudes et les différences des deux architectures.

Sommaire

1	Combinaison en cavité Michelson	110
1.1	Cavité étendue pour la mise en phase	110
1.1.1	Montage expérimental	110
1.1.2	Verrouillage de phase	112
1.2	Superposition cohérente	117
1.2.1	Montage expérimental	117
1.2.2	Efficacité de combinaison	117
1.2.3	Luminance du système à deux TPL	121
1.2.4	Commentaires sur le contrôle de la phase en face avant	122
1.2.5	Stabilité de la combinaison cohérente	123
2	Combinaison en MOPA	129
2.1	Montage expérimental	129
2.2	Luminance du système	130
2.3	Contrôle actif de la phase	131
3	Synthèse	134

1 Combinaison en cavité Michelson

Comme nous l'avons évoqué dans le premier chapitre, l'utilisation d'une cavité étendue commune à plusieurs émetteurs pour leur mise en phase a déjà été démontrée à de nombreuses reprises, dans des architectures variées et notamment dans des cavités de type Michelson similaires à celle que nous utiliserons ici [Sabourdy 04, Bloom 10] (voir section 2.3.3 page 39 sur ce sujet, dans le chapitre I). La différence principale de notre approche est de placer la cavité étendue sur la face arrière des lasers, si bien que l'étape de mise en phase – qui a lieu dans la cavité – est séparée de l'étape de combinaison des faisceaux – réalisée en sortie de cavité. Cette architecture permet d'assurer une meilleure extraction de puissance du fait de la faible valeur des coupleurs de sortie de cavité, conduisant à un meilleur rendement électrique-optique que les cavités en face avant. De plus, cette architecture prend tout son sens lorsqu'elle est appliquée à des émetteurs à section évasée de luminance élevée – une cavité classique en face avant n'est pas envisageable pour ce type de laser, du fait de la forte sensibilité de ces composants à un retour optique en face avant (dégradation de la qualité de faisceau, voire destruction du composant).

Dans la chronologie des travaux expérimentaux menés, nous avons commencé par implanter cette architecture avec les lasers à section droite, monomodes transverse (abrégiés RWG). Ces émetteurs sont en effet de basse puissance et de très bonne qualité spatiale, plus commodes pour une première démonstration de principe. Ayant validé le concept, nous l'avons ensuite mis en œuvre avec des lasers à section évasée (abrégiés TPL) afin de démontrer le potentiel de l'architecture dans un fonctionnement à forte puissance. Toutefois, étant donné les similitudes de ces deux expériences, nous les présenterons en parallèle dans cette section. Nous mettrons ainsi en évidence les principes de fonctionnement de la cavité Michelson, évaluerons la cohérence des émetteurs et décrirons la superposition cohérente des faisceaux en face avant. Au-delà des spécificités inhérentes à chaque type de laser étudié, c'est ici la compréhension globale de la combinaison cohérente en cavité Michelson que nous souhaitons mettre en avant.

1.1 Cavité étendue pour la mise en phase

L'utilisation d'une cavité étendue pour la mise en phase d'émetteurs a déjà été présentée à plusieurs reprises dans ce manuscrit. Le cas particulier de la cavité Michelson est analysé en détail de manière théorique dans le chapitre précédent, en sections 2.2.1 et 2.3.1. Rappelons que le rôle de la cavité est d'assurer une injection mutuelle entre les émetteurs et de favoriser leur fonctionnement cohérent, en faisant en sorte que ce dernier soit celui qui subit le moins de pertes. Nous avons démontré que ce type de cavité remplit ces objectifs en assurant une discrimination positive du fonctionnement cohérent. Cette partie se concentre sur le verrouillage de phase obtenu expérimentalement grâce à l'utilisation d'une cavité étendue de type Michelson en face arrière, la suite logique que représente l'étape de combinaison en face avant est le sujet de la section 1.2.

1.1.1 Montage expérimental

La cavité étendue est construite sur la face arrière des émetteurs : elle s'étend de leur face avant jusqu'au miroir commun M_0 . Le schéma de la cavité est représenté figure III.1, il y a ainsi deux sorties du faisceau laser de la cavité, toutes deux sur l'avant de chaque émetteur. L'élément central est la lame séparatrice 50/50 (BS_1) qui permet l'interférence des faisceaux afin de les combiner de manière constructive dans un sens, et de séparer le faisceau retour dans l'autre sens afin de réinjecter les émetteurs. Les deux voies de l'interféromètre sont représentées par les voies P (voie utile) et L (voie de perte). Le fonctionnement cohérent des émetteurs est favorisé étant donné qu'il minimise les pertes intra-cavité grâce à l'interférence constructive des faisceaux sur la voie P . En revanche, le fonctionnement incohérent et indépendant des émetteurs induit 75% de pertes intra-cavité par aller-retour. Nous avons exprimé ces notions

de manière plus formelle précédemment dans la section 2.2.1 du chapitre II.

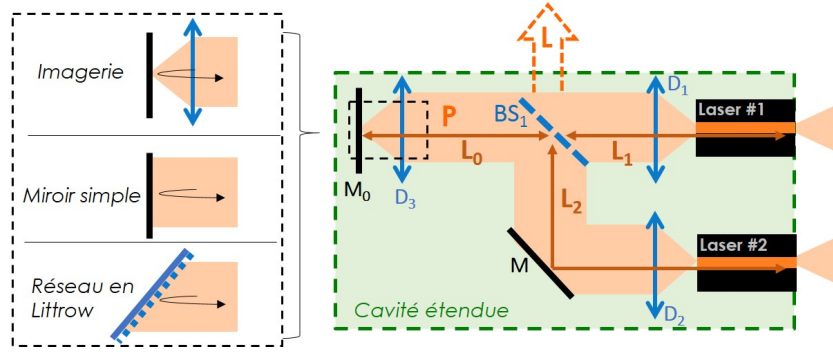


FIGURE III.1: Schéma du montage expérimental de la cavité étendue Michelson à deux émetteurs. Les émetteurs, spécifiés Laser #1 et #2, représentent ou bien deux émetteurs RWG ou bien deux émetteurs TPL selon le montage considéré. L'encadré à gauche détaille plusieurs configurations qui ont été utilisées pour fermer la cavité. D_1 et D_2 : lentilles asphériques ; BS_1 : lame séparatrice 50/50 ; L : voie de perte ; P : voie utile ; M_0 : miroir à haute réflexion ; $L_{1,2}$: distance optique des bras interférométriques 1 et 2 (respectivement de 70 et 400 mm dans le cas des RWG, 25 et 160 mm dans le cas des TPL) ; L_0 : distance optique du bras commun (fixé entre 50 et 100 mm selon les configurations).

Le miroir M_0 qui ferme la cavité peut également être remplacé par un système d'imagerie en "œil de chat" (le miroir est positionné au waist du faisceau formé par une lentille) ou encore par un réseau de diffraction à haute réflexion $R > 90\%$ en incidence de Littrow (l'ordre 1 du réseau est renvoyé sur le faisceau incident), ces solutions sont également représentées sur la figure III.1. Le système d'imagerie permet un meilleur couplage en retour dans les émetteurs et une plus grande tolérance sur les désalignements de la cavité, par exemple lorsque les émetteurs chauffent. L'utilisation d'un réseau (1200 à 2000 $tr.mm^{-1}$) permet quant à elle d'accorder la longueur d'onde et d'assurer une émission stable. En pratique, le système en "œil de chat" ou le réseau de diffraction en Littrow sont privilégiés.

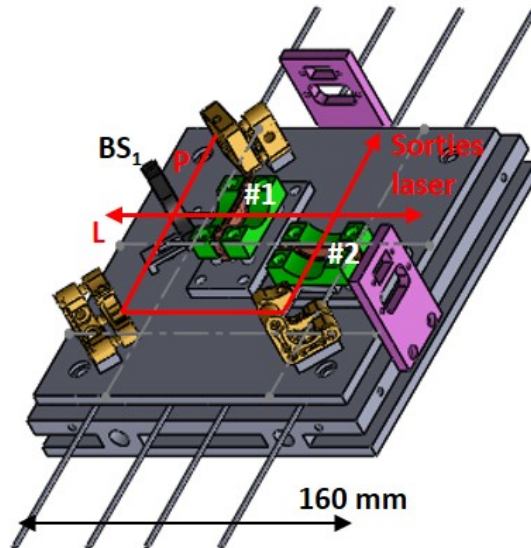


FIGURE III.2: Représentation 3D du montage mécanique réalisé avec les émetteurs TPL. Toute la partie "cavité étendue" est solidaire de la même embase mécanique thermorégulée. Le trajet du faisceau est tracé en rouge, ainsi que les deux sorties laser de la cavité. #1 et #2 représentent l'emplacement des émetteurs 1 et 2. On distingue également les voies P et L .

Le montage expérimental développé avec les deux TPL a été repensé en comparaison du

premier montage avec les RWG. Ayant été mis en place en second, nous avons pu identifier les points critiques de réglages et supprimer les éléments superflus. Le montage est revu pour être plus compact tout en gardant beaucoup de souplesse dans les réglages. Le schéma du montage avec les éléments clés reste cependant identique. Les éléments de la cavité ne sont plus implémentés directement sur le marbre, mais sur une base mécanique commune, régulée en température. Le montage est illustré sur la figure III.2.

1.1.2 Verrouillage de phase

La cavité étendue est ainsi un interféromètre à deux bras – chaque bras contenant un émetteur – et à deux sorties, une seule étant utile, la voie P . Le fonctionnement cohérent produit une interférence constructive sur la voie P ; on peut exprimer la puissance sur cette voie comme la résultante de l'interférence des deux ondes provenant de chaque bras :

$$P_P = \frac{1}{2} \left(P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos \Delta\phi_{in} \right), \quad (\text{III.1})$$

avec $\Delta\phi_{in} = \phi_{in,2} - \phi_{in,1}$ la phase relative entre les faisceaux provenant des bras 1 et 2 au niveau de BS_1 . L'interférence constructive correspond au cas $\Delta\phi_{in} = 0$, cela suppose d'une part que la relation de phase $\Delta\phi_{in}$ est définie entre les deux faisceaux – ce qui implique leur cohérence, et d'autre part que $\Delta\phi_{in}$ est stable – ce qui implique que leur phase relative est verrouillée.

Observation et qualité de la cohérence

Une méthode simple pour s'assurer du fonctionnement cohérent est d'observer la voie L : s'il y a interférence destructive – et ainsi un minimum de puissance perdue, les émetteurs sont mis en phase. Une image caméra de la voie L est présentée figure III.3, dans le cas incohérent et cohérent. On comprend bien alors que les pertes sont minimales lorsque les deux émetteurs sont cohérents. En pratique l'interférence destructive des deux faisceaux sur la voie L ne produit pas des pertes nulles, on observe toujours une puissance résiduelle due à de petites erreurs d'alignement ou de collimation (typiquement de l'ordre de 10% pour les RWG et de 20 à 30% pour les TPL). Cette voie de perte constitue également un outil de diagnostic très pratique pour l'alignement de la cavité.



(a) Fonctionnement incohérent.

(b) Fonctionnement cohérent.

FIGURE III.3: Image caméra du profil d'intensité observé sur la voie de perte L dans le montage à deux RWG. En fonctionnement incohérent (a), les pertes sont élevées et on observe une simple superposition des faisceaux ; en fonctionnement cohérent (b), les pertes sont minimales grâce à l'interférence destructive des faisceaux.

Une seconde méthode pour se convaincre du fonctionnement cohérent des émetteurs est de les faire interférer en sortie de cavité. Une simple superposition spatiale de faisceaux permet d'observer un profil de franges d'interférences dans le cas où ils sont cohérents. Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre précédent (section 1.3 page 60), la mesure de la visibilité du profil de franges d'interférences permet d'apprécier la cohérence mutuelle des deux émetteurs.

Dans le cas où les puissances sont égales, la visibilité mesurée constitue le minimum du degré de cohérence $|g_{12}|$, soit $|g_{12}| \geq V$ avec V la visibilité mesurée. On mesure ainsi expérimentalement de très forts degrés de cohérence mutuelle : la figure III.4 montre un profil d'interférences mesuré entre les deux émetteurs TPL à $I_T = 6$ A, avec $V \approx 96\%$ au centre des faisceaux (la visibilité pour les deux émetteurs RWG est strictement comparable). Le degré de cohérence étant supérieur ou égal à cette valeur, la proportion de puissance incohérente est très faible : nous devrions ainsi être en mesure de combiner la quasi totalité de la puissance extraite des émetteurs.

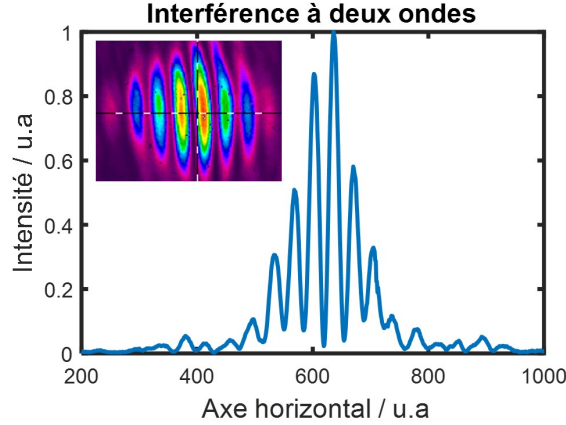


FIGURE III.4: Profil d'interférences en face avant (en sortie de cavité) illustrant la forte cohérence des faisceaux issus des deux émetteurs TPL, à $I_T = 6$ A.

Auto-organisation de la cavité

Nous avons étudié le fonctionnement théorique d'une cavité Michelson dans le chapitre précédent, nous souhaitons maintenant savoir ce qu'il en est de manière expérimentale.

Nous avons montré (section 2.3.1 du deuxième chapitre) que l'on peut privilégier le fonctionnement auto-organisé de cette cavité, c'est-à-dire dans lequel le mode cohérent est maintenu de manière passive par la cavité. Il faut pour cela que les longueurs de bras L_1 et L_2 de la cavité interférométrique soient suffisamment différentes afin d'assurer toujours l'existence d'un mode résonnant dans la cavité. Théoriquement, la cavité s'auto-entretient alors face aux perturbations extérieures en changeant de mode longitudinal. La condition a été exprimée comme $\Delta L = |L_1 - L_2| \gg 0,1$ mm, on respecte cette condition expérimentalement avec une différence de longueurs qui est en pratique de l'ordre de $\Delta L \approx 100$ mm (valable pour la cavité implémentée avec les RWG et avec les TPL).

Expérimentalement on observe bien une mise en phase stable des deux émetteurs au cours du temps. Celle-ci est constatée grâce à la stabilité de la puissance sur la voie de perte L qui reste à un niveau bas, indiquant l'interférence destructive des faisceaux sur cette voie. On s'intéresse alors à mesurer la longueur d'onde d'émission au cours du temps. Cette mesure est illustrée sur la figure III.5 où l'on observe des changements du mode longitudinal sélectionné, alors que la puissance sur la voie de perte reste à un niveau bas – bien en dessous du niveau incohérent représenté par la droite rouge, ce qui indique que la mise en phase est maintenue. On observe ainsi expérimentalement l'adaptation du mode longitudinal sur lequel lase la cavité pour minimiser les pertes : la cavité s'auto-organise. Les sauts de longueur d'onde de l'ordre de $\Delta \lambda \approx 15$ pm représentent plusieurs intervalles spectraux libre ($ISL \approx 3$ pm), il s'agit d'un changement brutal de mode, temporellement non-résolu. Les sauts, induits par des instabilités de longueur des bras, sont vraisemblablement associés à des fluctuations mécaniques et/ou thermiques du montage. La puissance sur la voie L permet d'évaluer les pertes par $1 - \eta_{in}$ à une valeur autour de 30%– où $\eta_{in} = \frac{P_P}{P_P + P_L}$ est l'efficacité de combinaison intra-cavité. Les

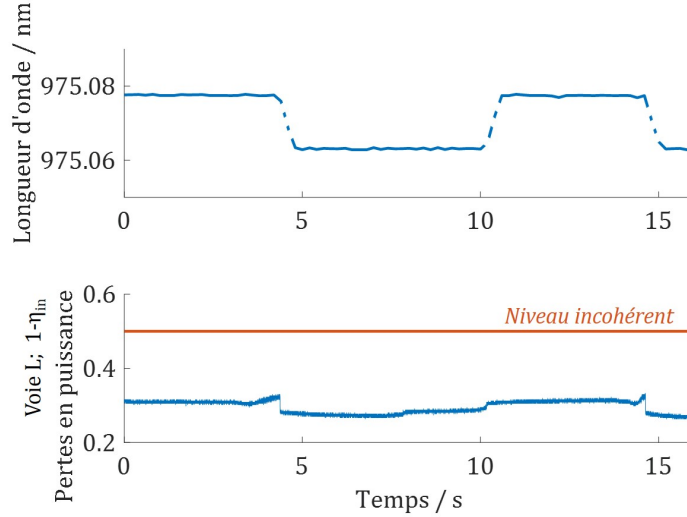


FIGURE III.5: Illustration de l'auto-organisation de la cavité (avec deux TPL à $I_T = 3 A$ en Littrow) pour maintenir un fonctionnement cohérent au cours du temps. On observe l'évolution de la longueur d'onde (haut) qui présente trois sauts de mode longitudinal alors que la puissance sur la voie de perte L (bas) est maintenue à un niveau bas, signifiant le fonctionnement cohérent des émetteurs – le niveau du fonctionnement incohérent est indiqué par la droite rouge : il correspond à un niveau de perte plus élevé. La puissance sur la voie L est normalisée à la puissance totale $P_P + P_L$ si bien qu'elle correspond à $1 - \eta_{in}$.

pertes sont comparées avec le niveau $1 - \eta_{in} = 50\%$, qui représente la superposition incohérente des faisceaux.

Le fonctionnement cohérent des émetteurs est spontanément obtenu dès le seuil laser – situé à $I_{R,th} = 50 mA$ par émetteur pour les RWG et $I_{T,th} = 1,5 A$ pour les TPL. Ces valeurs de seuil sont identiques à un émetteur individuel HR, cela prouve que les pertes sont bien minimales en fonctionnement cohérent dans la cavité. Mais lorsque les courants d'injection des émetteurs sont augmentés, on voit apparaître des instabilités : le régime cohérent est parfois perdu en faveur d'un fonctionnement incohérent des deux émetteurs, malgré les pertes importantes dans ce régime de fonctionnement. Le fonctionnement cohérent devient ainsi très dépendant du courant d'injection.

Pertes de cohérence : cas des RWG

Dans le cas des RWG, la figure III.6(a) cartographie les régions où le fonctionnement cohérent est atteint en fonction du courant d'injection de chaque émetteur. On observe ainsi une zone proche du seuil où le fonctionnement est cohérent quels que soient les courants, puis une zone transitoire – pour $2I_{R,th} \lesssim I_R \lesssim 4I_{R,th}$ ($100 - 200 mA$) – où la cohérence est obtenue pour des valeurs de courant bien spécifiques. Ces zones sont repérées par une forte efficacité de combinaison intra-cavité, η_{in} . Un fonctionnement incohérent est caractérisé par une absence d'interférences, donc une efficacité $\eta_{in} \approx 50\%$; l'efficacité maximale atteint jusqu'à 95% en fonctionnement cohérent. On observe, en face avant, que la cohérence des deux émetteurs reste élevée tant que η_{in} est typiquement supérieur à 80%. La réduction de l'efficacité de combinaison intra-cavité correspond en fait seulement à une augmentation des pertes intra-cavité.

On observe une périodicité particulière dans la figure III.6(a) : ces "régions cohérentes" sont très régulières et évoluent de manière linéaire en fonction des deux courants d'injection. La périodicité observée de l'efficacité de η_{in} en fonction des courants ne correspond pas à un comportement attendu pour cette cavité; en chaque point de fonctionnement (I_{R1}, I_{R2}), un mode longitudinal doit exister (et est sélectionné) qui minimise les pertes de la cavité interférométrique et assure le fonctionnement cohérent, du fait de l'auto-organisation. Il ne s'agit

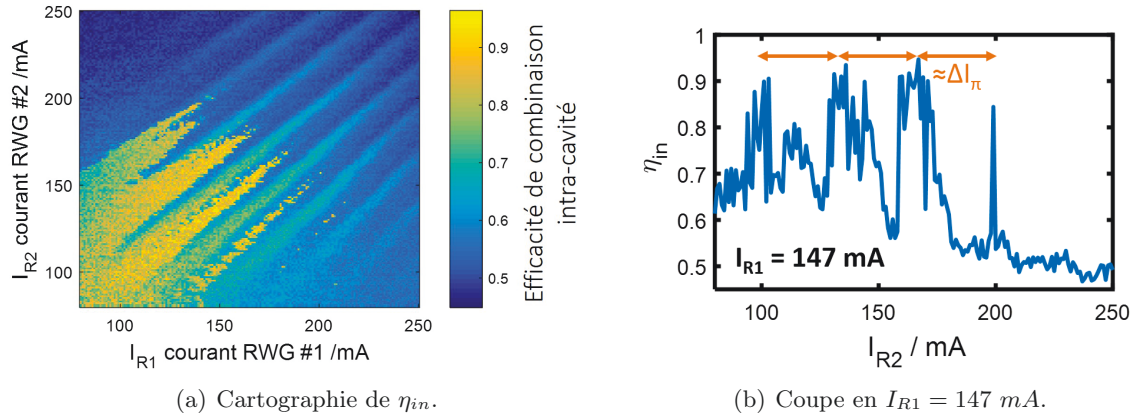


FIGURE III.6: (a) Cartographie de l'efficacité de combinaison intra-cavité η_{in} en fonction des courants de chaque émetteur RWG (rapport entre puissance sur la voie P et puissance totale sur P et L). Une efficacité de combinaison élevée indique un niveau de perte faible, et ainsi l'interférence destructive des faisceaux sur la voie L , soit le fonctionnement cohérent des émetteurs (zones en jaune). Il s'agit du fonctionnement en cavité avec miroir. Le pas de la mesure est de 1 mA, avec un temps de pause de 1 min pour chaque mesure.

donc pas d'un effet trivial. Si on trace maintenant une droite sur la carte à I_{R1} constant (ou pareillement I_{R2}), on trouve les régions cohérentes espacées d'environ 35 à 40 mA (voir la coupe de la cartographie illustrée figure III.6(b)). D'après nos mesures de propriétés de phase des émetteurs (effectuées dans le chapitre précédent section 4.2 page 101), cette valeur est le courant I_{π} qui modifie le chemin optique en simple passage à travers l'émetteur de façon à ajouter une phase de π (soit 2π en aller-retour). En d'autres termes, on observe ici qu'à courant constant sur l'émetteur 1 – c'est-à-dire à longueur optique fixée –, le fonctionnement cohérent est obtenu de manière périodique en fonction du courant de l'émetteur 2. Cette période est justement la valeur de courant qu'il faut pour ajouter une phase de 2π intra-cavité au faisceau. Le fonctionnement cohérent dans cette zone transitoire est ainsi obtenu pour une même valeur de chemin optique (en simple passage), modulo $\frac{\lambda}{2}$. Cela signifie que la longueur optique relative des émetteurs joue un rôle significatif sur le fonctionnement de la cavité. Cet effet met en évidence l'influence des sous-cavités laser formées par chaque émetteur entre ses deux facettes. La réflectivité de la face arrière – traitée anti-reflet (AR) – n'est pas suffisamment faible pour être invisible au fonctionnement de la cavité étendue globale. Lorsque les longueurs des émetteurs ne sont pas égales (à $\frac{\lambda}{2}$ près), les modes propres de chaque sous-cavité sont en opposition et les pertes du mode résonnant cohérent de la cavité sont par conséquent augmentées. Cet effet a déjà été observé et analysé en détail dans ce type de cavité [Bloom 12]. L'augmentation des pertes est alors suffisante pour perdre la cohérence et permettre le fonctionnement incohérent de chaque émetteur.

Lorsque l'on augmente encore davantage les courants, $I_R > 4I_{R,th}$, plus aucun fonctionnement cohérent n'est obtenu. Les émetteurs sont alors incohérents, mais pas totalement indépendants : on observe un résidu de modulation sur la carte figure III.6(a) qui indique un fonctionnement couplé. Cela est validé expérimentalement : lorsque l'on coupe un des deux bras de cavité, l'émetteur situé sur l'autre bras voit sa puissance chuter, il y a bien un fonctionnement couplé. L'efficacité de combinaison intra-cavité est alors faible, mais témoigne néanmoins d'un déséquilibre des puissances entre voie utile P et voie de perte L . Sachant que la séparation entre voies P et L est faite par une lame séparatrice 50/50, un déséquilibre de puissances entre les voies n'est en théorie explicable que par interférence entre les deux faisceaux. L'hypothèse apparente est qu'il s'agit d'un fonctionnement désorganisé où coexistent modes cohérents et incohérents, absolument défavorable à notre objectif de combinaison. L'allure du spectre

d'émission dans ce régime corrobore cette hypothèse, le spectre d'émission est très large¹ en comparaison du fonctionnement cohérent (voir figure III.7). Cet effet s'estompe toutefois à très fort courant où les modulations sur la carte disparaissent peu à peu, les émetteurs deviennent de plus en plus indépendants – et totalement incohérents. Quoi qu'il en soit, aucune combinaison en face avant ne sera possible pour les émetteurs RWG au delà de $I_R \approx 4I_{R,th}$, ce qui limitera la puissance combinée atteignable. En fonctionnement cohérent, près de 100 mW maximum est extrait sur chaque sortie de la cavité, soit $P_{tot} \approx 190$ mW.

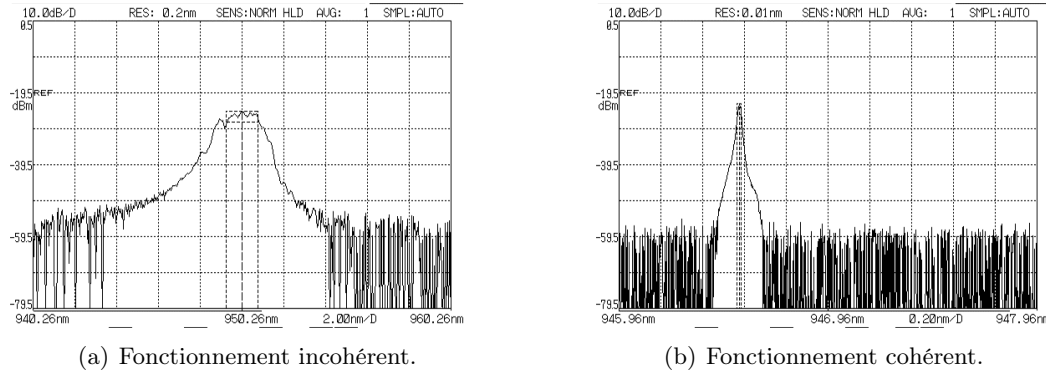


FIGURE III.7: Spectre optique observé dans chaque régime de fonctionnement dans le cas des RWG. La largeur à mi-hauteur est $\Delta\lambda_{-3dB} = 1,5$ nm dans le cas incohérent et $\Delta\lambda_{-3dB} < 20$ pm dans le cas cohérent (limité par la résolution de l'analyseur de spectre).

Pertes de cohérence : cas des TPL

Dans le cas des TPL en cavité avec miroir, le fonctionnement est légèrement différent. Aucune "zone transitoire" où coexistent régimes cohérent et incohérent (à quelques milliampères près) n'est observée. On observe toutefois le même fonctionnement que les RWG proche du seuil, c'est-à-dire un fonctionnement cohérent stable et spontané, et de même à courant d'injection élevé, la perte totale de la cohérence et un régime indépendant des émetteurs. L'absence de zone transitoire où apparaissait une modulation de période I_π avec les RWG nous montre que le traitement AR sur la face arrière des émetteurs TPL (côté ridge) est très bon (ce qui est effectivement attendu à partir des courbes de réflectivité, cf chapitre II section 2.3.1, Fig. II.17). La sous-cavité formée par un émetteur lui-même qui nous a précédemment posé problèmes, n'a ici aucun effet.

Néanmoins la perte de la cohérence est observée dès $I_T = 4$ A, ce qui limite fortement la montée en puissance de l'architecture. Celle-ci nous indique que la discrimination entre un fonctionnement cohérent et incohérent n'est pas suffisante, bien qu'elle le soit théoriquement. Toutefois, lorsque les deux émetteurs fonctionnent de manière incohérente, ils tendent naturellement à osciller sur des longueurs d'onde légèrement différentes, espacées de l'ordre de 1 à 2 nm. Cela témoigne d'un léger décalage du maximum de la courbe de gain entre les deux émetteurs. Forcer le fonctionnement cohérent les oblige à osciller à la même longueur d'onde et par conséquent, à une position distincte du maximum de gain. Cet effet pourrait être à l'origine de l'augmentation des pertes du fonctionnement cohérent comparé au fonctionnement incohérent, qui serait alors plutôt une diminution du gain.

Afin de contrer la diminution du gain relatif entre opérations cohérente et incohérente des deux émetteurs, nous avons introduit un élément dispersif intra-cavité pour contrôler la

1. Le temps d'acquisition pour enregistrer le spectre est toutefois assez long (de l'ordre de la seconde). Ce régime "couplé" peut ainsi être un fonctionnement cohérent très instable, ou une oscillation entre fonctionnements cohérents et incohérents. L'acquisition par l'analyseur de spectre enregistrerait alors une moyenne de ces fonctionnements.

longueur d'onde. En effet, si l'on force la longueur d'onde d'émission à être dans la même région, que ce soit en fonctionnement cohérent ou incohérent, l'effet de diminution du gain devrait s'estomper. On retrouverait alors la domination du fonctionnement cohérent grâce à ses pertes faibles. L'architecture est ainsi modifiée uniquement sur la voie utile P , où le miroir est remplacé par un réseau de diffraction (2000 tr.mm^{-1}) en incidence de Littrow (l'ordre 1 est renvoyé sur la direction incidente). Ce montage est représenté un peu plus loin sur la figure III.8.

Cette configuration avec un réseau de diffraction intra-cavité fonctionne bien, une émission cohérente des émetteurs est maintenant obtenue à tout courant d'injection (jusqu'au courant maximal testé $I_T = 6 \text{ A}$) – permettant d'atteindre une puissance maximale de 4 W sur chaque sortie de la cavité, soit un total de $P_{tot} \approx 8 \text{ W}$. Néanmoins, l'introduction de cet élément dispersif modifie complètement la dynamique de la cavité, étant donné que la bande spectrale accessible est maintenant diminuée à $\Delta k' \approx 3 \text{ cm}^{-1}$, soit environ $0,1 \text{ nm}$ (voir chapitre II section 2.3.1). La condition pour permettre l'auto-organisation de la cavité est ainsi modifiée et implique cette fois $\Delta L \gg 10 \text{ mm}$. Notre architecture couvre tout juste cette condition avec $\Delta L \approx 100 \text{ mm}$, c'est probablement la raison pour laquelle des pertes ponctuelles du fonctionnement cohérent sont de nouveau observées à fort courant. Une modification des courants injectés – seulement des courants de ridge I_R – permet de retrouver la cohérence une fois perdue (cela sera illustré en figure III.19(b) avec la rétroaction sur les courants).

1.2 Superposition cohérente

1.2.1 Montage expérimental

Maintenant que la cohérence mutuelle des deux émetteurs est assurée, il nous reste à les combiner en un unique faisceau. Afin de réaliser cette étape, nous utilisons de nouveau une lame séparatrice 50/50 (BS_2) sur laquelle les faisceaux sont superposés et peuvent ainsi interférer. Le schéma complet du montage est représenté figure III.8. On cherche alors à maximiser la puissance sur une voie uniquement, la voie P' où la puissance peut s'exprimer de manière analogue à la partie précédente, grâce à l'équation III.1. Cette puissance dépend directement de la phase relative $\Delta\phi'$ entre les deux faisceaux sur la lame BS_2 . Étant donné que les chemins optiques en face avant sont différents, une lame de phase L_ϕ – une simple lame de verre traitée AR à faces parallèles – est ajoutée sur le trajet d'un des deux faisceaux. La différence de phase $\Delta\phi'$ peut ainsi être ajustée par rotation de la lame L_ϕ sur elle-même, c'est-à-dire par modification de l'épaisseur traversée dans la lame.

La superposition fine des faisceaux est effectuée pas à pas. D'abord, une superposition grossière des faisceaux grâce à la lame séparatrice permet l'observation de franges d'interférences. Le procédé d'alignement consiste ainsi à augmenter l'interfrange – c'est-à-dire réduire les différences de phase, jusqu'à la suppression totale des franges. On obtient alors un réglage en "teinte plate", où le front d'onde de chaque faisceau est très proche l'un de l'autre. Des réglages fins supplémentaires sont effectués sur la collimation (courbure du front d'onde), grâce à un analyseur de front d'onde. Toutes ces étapes d'alignement sont nécessaires pour maximiser l'efficacité du processus de combinaison.

1.2.2 Efficacité de combinaison

L'ajustement de la phase relative des faisceaux par l'intermédiaire de la lame de phase L_ϕ permet de maximiser la puissance sur la voie P' . L'efficacité de combinaison η est ainsi exprimée comme le rapport de la puissance sur la voie P' comparée à la puissance totale – soit $P_{tot} = P_{P'} + P_{L'}$. L'efficacité de combinaison atteint plus de 90% pour les RWG (jusqu'à 94%) et plus de 80% pour les TPL. L'efficacité du processus avec la puissance optique combinée correspondante est représentée en figure III.9 pour les RWG et les TPL respectivement. En terme de puissance optique combinée en un seul faisceau, cela représente un maximum de

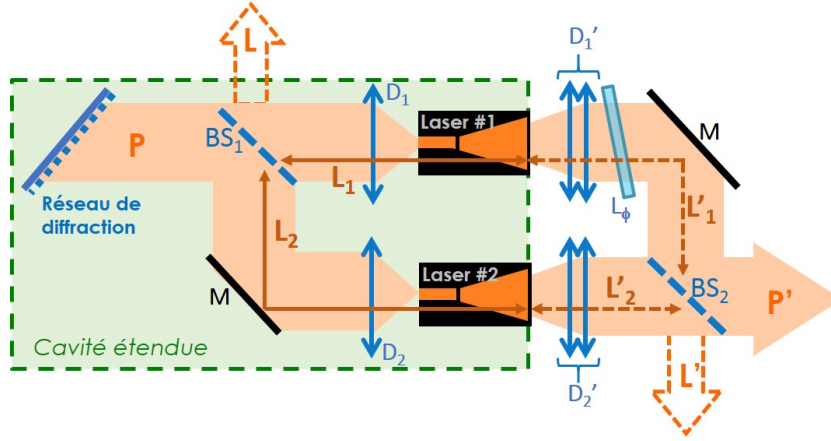


FIGURE III.8: Schéma du montage expérimental complet mis en œuvre, ici représentant le montage à deux TPL. La cavité étendue est repérée par le cadre vert, la superposition cohérente en sortie de cavité a lieu sur le composant BS_2 . $BS_{1,2}$: lame séparatrices 50/50; $D_{1,2}$: lentilles asphériques; $D'_{1,2}$ combinaison d'une lentille asphérique et cylindrique pour la collimation et la correction de l'astigmatisme; P' : voie combinée; L' : voie de pertes; $L_{1,2}$ et $L'_{1,2}$: distances optiques. Le montage à deux RWG est très similaire, il diffère par l'absence de réseau de diffraction principalement – remplacé par un duo doublet miroir (cf figure III.1).

$P_{comb} \approx 180 \text{ mW}$ avec les RWG et $P_{comb} = 6,7 \text{ W}$ avec les TPL. Dans les deux cas, la puissance extraite par émetteur ainsi que le seuil d'oscillation laser sont très similaires aux performances des lasers individuels traités HR en face arrière – précédemment présentées section 4.2 du chapitre II.

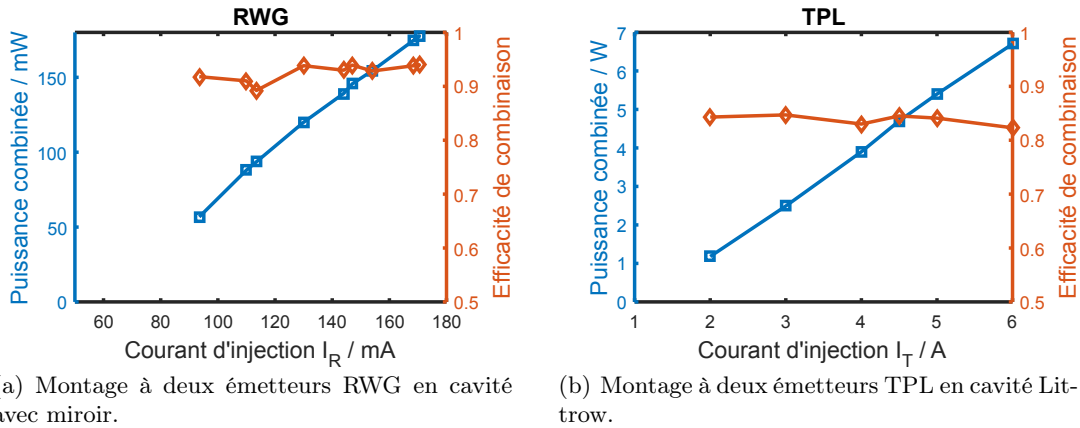


FIGURE III.9: Puissance combinée et efficacité de combinaison correspondante en fonction du courant d'injection par émetteur, pour le montage avec deux RWG (a) et deux TPL (b).

L'efficacité de combinaison est limitée par plusieurs facteurs, tels que la proportion de lumière incohérente ou les discordances entre les faisceaux, comme nous l'avons explicité dans le chapitre précédent, section 1.2 page 58. Dans le cas des TPL, nous avons cherché à identifier ces limitations. La forte cohérence des faisceaux a déjà été démontrée par le profil d'interférences à $I_T = 6 \text{ A}$ (figure III.4), où la visibilité atteint 96%. Cela indique également que l'émission spontanée amplifiée n'est pas un facteur limitant (confirmé également par l'analyse spectrale) : le fond incohérent étant quasi inexistant, il n'y a pas d'émission spontanée. Les limitations restantes viennent des discordances des profils en intensité et en phase des faisceaux. Sachant que l'émission est proche du mode transverse fondamental, on distingue deux éléments principaux : les contributions des modes d'ordre élevé (autrement dit, du contenu modal différent des émetteurs) et les différences dans le profil du mode fondamental. Par exemple dans le cas des

RWG, ce sont seulement les différences dans les profils des modes fondamentaux qui limitent l'efficacité de combinaison car les faisceaux sont strictement monomodes transverses.

Pour identifier ces contributions dans le cas des TPL, les différences de profil d'intensité des faisceaux sont évaluées à partir de leur recouvrement – l'équation utilisée a été décrite précédemment (équation II.7, page 59) via l'efficacité de combinaison locale en considérant cette fois une phase plate. On rappelle son expression :

$$\eta = \frac{\int \eta'(x, y) \sum_n I_n(x, y) dx dy}{\int \sum_n I_n(x, y) dx dy} \quad \text{où} \quad \eta'(x, y) = \frac{1}{N} \frac{\left| \sum_n E_n(x, y) \right|^2}{\sum_n |E_n(x, y)|^2}. \quad (\text{III.2})$$

Les profils d'intensité des faisceaux sont représentés figure III.10 ; d'après ces mesures, les différences entre eux conduisent à une baisse de 9 points de l'efficacité de combinaison à $I_T = 6$ A. Ainsi, les différences entre les profils d'intensité des deux TPL limitent l'efficacité de combinaison à 91% – ce résultat est reporté dans le tableau III.1.

Afin d'évaluer d'une seconde manière la contribution du contenu modal d'ordre élevé, nous avons isolé le contenu du mode fondamental grâce à une étape de filtrage spatial réalisé sur l'axe lent – en utilisant une fente et un jeu de doublets. Le lobe central est ainsi sélectionné : pour chaque faisceau considéré séparément, 80% de la puissance est dans le mode fondamental. Si on considère maintenant la combinaison de ces lobes centraux uniquement, l'efficacité atteint $\eta_{00} = 92\%$ (comparée à $\eta = 82\%$ d'efficacité de combinaison des faisceaux complets). Ce facteur de 89% ($\frac{82}{92} \approx 89\%$) entre combinaison des modes fondamentaux et combinaison des faisceaux complets est dû au caractère légèrement multimode des émetteurs, et en particulier aux différences dans le contenu modal d'ordre élevé.

Ces deux mesures – 91% dans le premier cas, 89% ici – permettent d'évaluer de deux manières différentes la contribution du contenu modal d'ordre élevé sur la baisse d'efficacité de combinaison (bien que la première mesure néglige les différences de profil de phase) – elles sont reportées dans le tableau III.1.

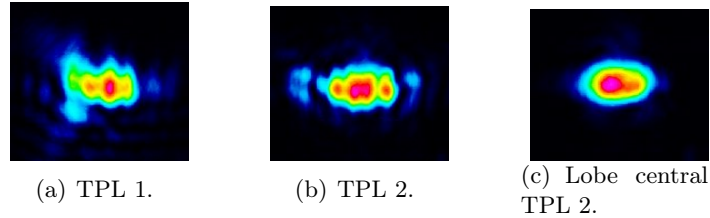


FIGURE III.10: Profil d'intensité en champ lointain des émetteurs TPL 1 (a) et 2 (b) et lobe central uniquement (c) pour $I_T = 6$ A (en fonctionnement cohérent).

On s'intéresse maintenant à identifier les différences entre les modes fondamentaux. Ainsi, une mesure relative de front d'onde des émetteurs est réalisée en sortie de cavité. De cette manière, une baisse supplémentaire de 5% d'efficacité est identifiée comme la conséquence d'une différence résiduelle d'astigmatisme entre les modes fondamentaux (voir figure III.11). Cette différence provient d'une collimation en sortie d'émetteur légèrement différente entre les deux faisceaux, dans l'axe vertical. Le calcul de la baisse d'efficacité est effectué en utilisant de nouveau l'équation II.7 du chapitre précédent, mais cette fois considérant une distribution d'intensité égale pour les deux faisceaux – seules les différences de phases interviennent alors, pondérées par l'intensité locale $I(x, y)$.

Finalement, en prenant compte de toutes ces contributions, on peut estimer l'efficacité de combinaison maximale accessible à environ 82% à $I_T = 6$ A. En la comparant à la valeur expérimentale de 82%, on confirme que tous les facteurs limitant ont été identifiés – ces contributions sont récapitulées dans le tableau III.1. Le tableau III.2 répertorie quant à lui les puissances et efficacités expérimentales obtenues.

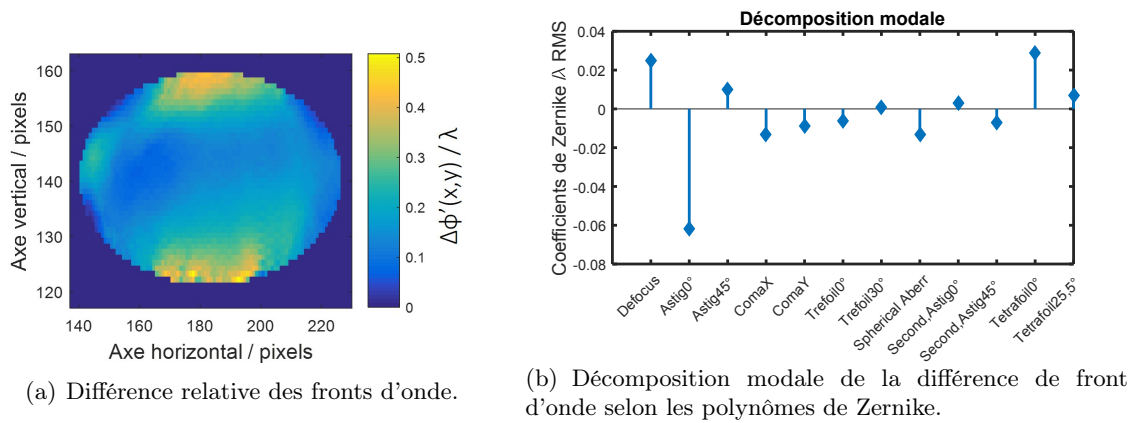


FIGURE III.11: Mesure de la différence de phase $\Delta\phi'(x, y)$ obtenue à l'analyseur de front d'onde, entre les deux faisceaux issus des TPL en sortie de cavité (pour $I_T = 3 A$).

Effet	Efficacité	Méthode de mesure
Contenu modal > 1	91%	Recouvrement des profils spatiaux
	89%	Filtrage spatial du contenu modal > 1
Différences des modes fondamentaux	95%	Différences de phases (mesure relative de front d'onde)
Proportion cohérente	$> 96\%$	Visibilité en champ lointain
Total calculé	81 à 83%	
Expérimental	82%	

TABLEAU III.1: Contributions à la baisse d'efficacité de combinaison des deux TPL pour $I_T = 6 A$, et méthode de mesure associée. La baisse due au contenu modal d'ordre élevé est mesurée de deux méthodes différentes, mais n'est bien sûr à prendre en compte qu'une fois dans le calcul total.

$I_T (A)$	Laser indiv.	Faisceau complet			Lobe central – avec filtrage		
	$P_1(W)$	$P_{1+2}(W)$	$P'_{comb}(W)$	η	$P_{1+2}(W)$	$P'_{comb}(W)$	η
3	1,5	2,9	2,5	85%	2,4	2,2	95%
4,5	2,8	5,6	4,7	85%	4,4	4,1	93%
6	4	8,1	6,7	82%	6,5	6	92%

TABLEAU III.2: Tableau récapitulatif des puissances et efficacités obtenues à deux TPL, dans le cas du faisceau complet et filtré, comparés à un laser individuel.

1.2.3 Luminance du système à deux TPL

Afin d'en déduire la luminance du faisceau combiné en sortie de système, nous allons évaluer sa qualité via la mesure¹ du facteur M^2 . Tout d'abord, la mesure a été effectuée sur chaque émetteur en sortie de cavité, lors d'un fonctionnement incohérent des émetteurs. On obtient un facteur $M^2 \leq 2,5$ à une puissance extraite de 4 W ($I_T = 6$ A) par émetteur – le profil de faisceau d'un des deux émetteur est représenté figure III.12 (gauche) lors d'un fonctionnement incohérent. Cette même mesure effectuée sur chaque émetteur lors d'un fonctionnement cohérent nous montre que leur qualité spatiale est améliorée : le facteur est réduit à $M^2 \leq 1,3$ à $I_T = 6$ A (figure III.12, centre). Cela nous montre que la cavité agit comme un filtre des modes latéraux, améliorant la qualité spatiale de manière active – c'est-à-dire sans pertes supplémentaires. L'étape de combinaison en face avant sur la lame BS_2 agit enfin comme un second filtre spatial, effectivement seules les composantes communes des profils de phase et d'intensité sont combinées. Cette étape réalise ainsi un nettoyage spatial en rejetant les modes latéraux d'ordre supérieur sur la voie de perte L' . Cet effet fait directement écho à l'analyse précédente de l'efficacité de combinaison où nous avons vu que les différences de contenu modal d'ordre élevé ne sont pas combinées. La qualité du faisceau combiné est ainsi améliorée avec un facteur $M^2 \leq 1,2$ – son profil d'intensité est également représenté, figure III.12 (droite).

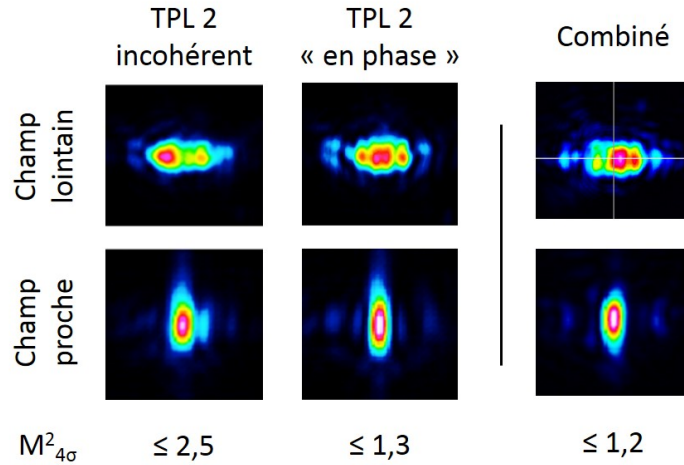


FIGURE III.12: Profils d'intensité des faisceaux en champ lointain (haut) et en champ proche (bas) du faisceau d'un émetteur TPL en fonctionnement incohérent (gauche) et cohérent (centre) ainsi que du faisceau combiné (droite) pour $I_T = 6$ A, avec les valeurs mesurées du facteur M^2 correspondantes.

La luminance en sortie de système atteint alors $L \approx 580 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ avec une puissance de 6,7 W – la luminance est définie selon l'équation I.4. La luminance du système peut être revue à la hausse si on considère uniquement le lobe central. Nous avons montré précédemment que ce lobe central limité par diffraction contient une puissance optique de 6 W, soit 89% de la puissance totale combinée. La luminance atteint $630 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$, en comparaison des $300 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ d'un émetteur individuel. L'augmentation de la luminance de plus d'un facteur 2 (alors que deux émetteurs sont combinés) résulte de l'amélioration de la qualité de faisceau.

Comme nous l'avons évoqué, l'efficacité électrique-optique est un critère important pour les solutions à diode laser, en particulier dans le cadre de BRIDLE, pour assurer la compétitivité par rapport aux autres types de sources existantes (lasers à fibre en particulier). L'efficacité E-O est évaluée à $I_T = 6$ A et $I_R = 400$ mA, considérant les tensions aux bornes des émetteurs

1. Le facteur $M^2_{4\sigma}$ est défini d'après la mesure du diamètre de faisceau à "4 σ " où σ est l'écart type de la distribution spatiale d'intensité. Contrairement à la mesure standard à $\frac{1}{e^2}$, cette mesure est bien adaptée pour les faisceaux légèrement multimodes étant donné qu'elle est très sensible aux ailes du faisceau. Toutes les valeurs de M^2 données dans la suite sont mesurées à 4σ .

– la puissance électrique consommée totale atteint 24,5 W. L'efficacité électrique-optique correspondante atteint alors $\eta_{E-O} = 27\%$. En comparaison, l'efficacité E-O d'un TPL individuel atteint au maximum 33%.

1.2.4 Commentaires sur le contrôle de la phase en face avant

La figure III.13 repère les phases des faisceaux en différents plans du montage : au niveau des deux lames séparatrices ainsi qu'en sortie de cavité étendue. On note l'état de phase des deux faisceaux $\{\phi\} = (\phi_1, \phi_2)$, avec leur différence de phase associée $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$.

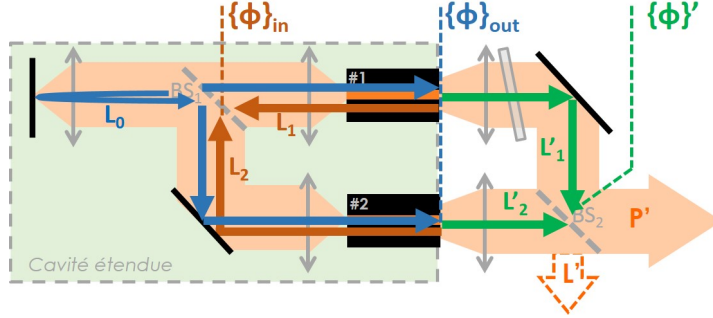


FIGURE III.13: Position des différents états de phases sur le montage pour le déroulement des calculs.

Nous avons vu un peu plus tôt – dans la section 1.1.2 "Verrouillage de phase" – que la cavité a la capacité de s'auto-organiser afin de maintenir le fonctionnement cohérent des émetteurs. Cela implique que la différence de phase au niveau de la lame BS_1 est toujours nulle – cela implique également que le mode longitudinal de la cavité respecte la condition de résonance de la cavité interférométrique (cf chapitre II section 2.3.1), soit :

$$\{\phi\}_{in} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Delta\phi_{in} = 0 \quad \text{et} \quad k\Delta L = m\pi, \quad (\text{III.3})$$

où $\Delta L = L_2 - L_1$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ et m est un entier positif. On peut alors exprimer la relation de phase en sortie de cavité $\{\phi\}_{out}$:

$$\{\phi\}_{out} = \begin{pmatrix} k(2L_0 + L_1) \\ k(2L_0 + L_2) \end{pmatrix}, \quad \text{soit} \quad \Delta\phi_{out} = k\Delta L = m\pi. \quad (\text{III.4})$$

On observe alors que l'auto-organisation de la cavité implique que la phase est verrouillée en face avant (en sortie de cavité) à π près.

D'autre part, nous avons vu que l'auto-organisation s'effectue par la modification de la longueur d'onde d'émission λ . Alors, le fonctionnement cohérent des émetteurs implique que leur relation de phase $\Delta\phi_{in}$ est verrouillée au niveau de la lame séparatrice intra-cavité BS_1 quelle que soit la longueur d'onde d'émission. D'après cela, exprimons leur relation de phase $\Delta\phi'$ après propagation, sur la lame séparatrice BS_2 où les faisceaux sont combinés :

$$\Delta\phi' = \Delta\phi_{in} + \frac{2\pi}{c}\nu \underbrace{[(L_2 + L'_2) - (L_1 + L'_1)]}_{\Delta L_{tot}} \quad \text{avec} \quad \Delta\phi_{in} = 0, \quad (\text{III.5})$$

où L_i et L'_i représentent respectivement les longueurs du bras i intra et extra-cavité, c la vitesse de la lumière et $\nu = \frac{c}{\lambda}$. ΔL_{tot} représente alors la différence de chemin optique parcouru sur chaque bras entre les deux lames séparatrices. Si maintenant on considère une modification de la fréquence d'oscillation laser ν – qui apparait lors de l'auto-organisation –, on peut exprimer la variation de la relation $\Delta\phi'$ comme :

$$\frac{\partial \Delta\phi'}{\partial \nu} = \frac{2\pi}{c} \Delta L_{tot}. \quad (\text{III.6})$$

On observe ici que la relation de phase en face avant n'est pas forcément maintenue pendant l'auto-organisation de la cavité, il faudrait pour cela minimiser la différence de marche totale entre les deux lames séparatrices ΔL_{tot} . Cela en veillant bien sûr à ne pas minimiser la différence de marche intra-cavité $\Delta L = L_2 - L_1$ afin de permettre toujours l'auto-organisation de la cavité étendue. En considérant des sauts de longueur d'onde de l'ordre du nanomètre (soit des variations de la fréquence optique de l'ordre de 300 GHz) lors de l'auto-organisation de la cavité, on estime qu'il faut minimiser la différence de marche à $\Delta L_{tot} \lesssim 50 \text{ } \mu\text{m}$, afin que la relation de phase en face avant change suffisamment peu pour ne pas (ou très peu) affecter l'efficacité de combinaison ($\Delta\phi' \lesssim \frac{\pi}{10}$ assure une efficacité meilleure que 95%). Si cette condition est respectée, alors la combinaison cohérente des faisceaux est assurée théoriquement de façon totalement passive. Néanmoins, cette condition est très contraignante. Elle s'assouplit un peu dans notre configuration avec les TPL où le réseau de diffraction intra-cavité limite à quelques dizaines de picomètres (quelques GHz) les changements de longueur d'onde. La condition sur la différence de marche est alors revue au millimètre près.

1.2.5 Stabilité de la combinaison cohérente

Cette condition sur ΔL_{tot} pour le "tout passif" n'a pas été remplie expérimentalement dans les deux montages mis en place. En conséquence, nous observons des changements de phase en face avant significatifs lors de l'auto-organisation de la cavité. Ceci est illustré sur la figure III.14, où sont représentés en plus des sauts de longueur d'onde lors du maintien de la cohérence, les sauts de phase sur la relation $\Delta\phi'$ – la mesure de phase est effectuée de la même manière que dans la section 4.2 (chapitre II, illustré Fig. II.44(b)), en utilisant le profil d'interférences à deux ondes.

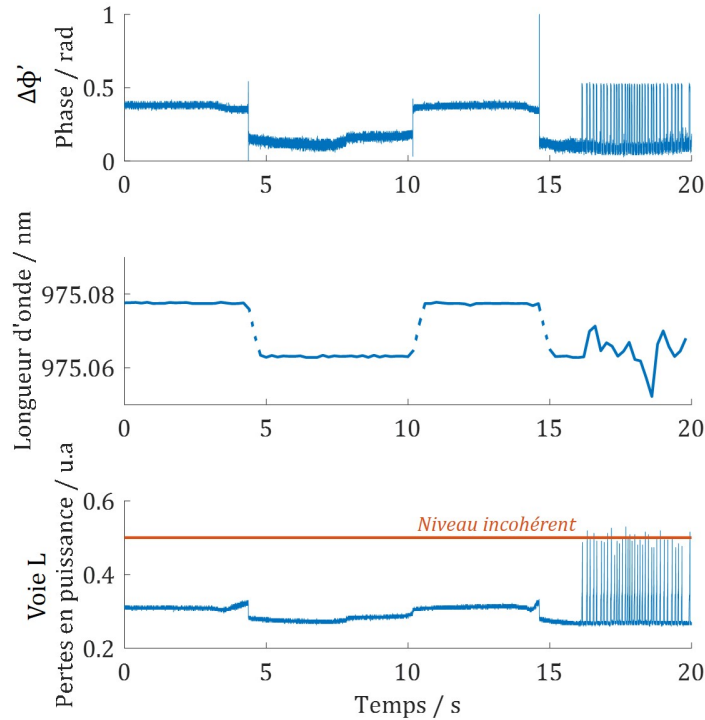


FIGURE III.14: Mesure simultanée de la relation de phase en face avant $\Delta\phi'$ (haut), de la longueur d'onde d'émission (centre) et du niveau de pertes intra-cavité sur la voie L (bas) pour le montage à deux émetteurs TPL en cavité Littrow (à $I_T = 3 \text{ A}$). On observe des changements de mode longitudinal qui permettent de maintenir le fonctionnement cohérent (les pertes sur la voie L restent basses), ces changements de mode sont associés à des sauts de phase en face avant. À $t \geq 16 \text{ s}$, on observe une instabilité entre fonctionnement cohérent et incohérent.

Ces changements de phase conduisent directement à une instabilité de la puissance combinée.

Il nous faudrait alors retoucher manuellement la lame de phase L_ϕ afin de réajuster après chaque saut de mode la relation de phase et maximiser de nouveau la puissance sur la voie P' . Cette solution n'étant pas convenable, nous avons opté pour deux possibilités :

- Mettre en place une *rétroaction optique* afin de stabiliser de manière passive le processus de combinaison,
- Mettre en place une *rétroaction électronique* sur les courants d'injection afin de forcer la cavité à fonctionner sur un mode où la combinaison est maximisée.

Sur la figure III.14, on observe également un deuxième type d'instabilités à $t \geq 16$ s. Il s'agit ici d'instabilités typiques du fonctionnement cohérent observées à fort courant avec les TPL ($I_T \approx 6$ A) : il y a oscillation entre fonctionnement cohérent et fonctionnement incohérent pour certains courants d'injection.

Rétroaction optique passive

Il s'agit ici de réutiliser le principe de la cavité étendue en forçant le fonctionnement sur un état de phase dans lequel la puissance est maximisée sur la voie utile P' . On construit alors une cavité étendue supplémentaire sur la face avant en plaçant une lame réfléchissant un peu de lumière dans les émetteurs. L'illustration du montage est fournie sur la figure III.15. On forme ainsi une cavité supplémentaire, et le fonctionnement commun des deux émetteurs aura tendance à opérer tel que la puissance est maximisée sur la voie P' , car alors le retour optique dans la cavité sera plus important. La réflectivité de la lame est de $R \approx 1\%$, c'est-à-dire suffisamment peu pour ne pas modifier la puissance utile extraite de la cavité. Contrairement aux architectures classiques de cavités étendues en face avant, on peut se permettre une réflectivité très faible étant donné que l'injection mutuelle et la discrimination positive du fonctionnement cohérent sont déjà réalisées sur la face arrière. Cette cavité supplémentaire permet en fin de compte de discriminer les fonctionnements cohérents entre eux : seront favorisés ceux qui présentent une relation de phase $\Delta\phi'$ qui maximise la puissance combinée sur la voie P' .

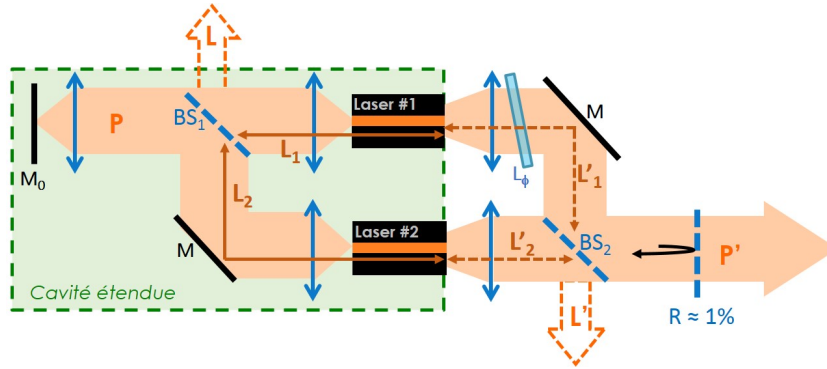


FIGURE III.15: Schéma du montage expérimental avec l'ajout d'une lame sur la voie combinée pour réaliser un retour optique dans les émetteurs.

Néanmoins cette cavité supplémentaire possède sa propre condition de résonance et contraint ainsi davantage l'existence d'un mode résonnant. De manière optimale, afin que cette condition soit la moins contraignante possible, il faut choisir des longueurs de bras telles que $\Delta L_{tot} \gg \Delta L$ – c'est-à-dire que la différence de bras entre les deux lames séparatrices soit plus élevée que la différence de bras intra-cavité ΔL . Les modes propres de cette cavité supplémentaire sont alors suffisamment rapprochés pour avoir de nombreuses superpositions avec les modes résonnants cohérents initiaux.

Cette configuration avec retour optique sur l'avant des lasers a été mise en œuvre expérimentalement uniquement avec les RWG. Avec les TPL, il y aurait risque d'endommagement des émetteurs par retour optique sur la face avant.

Les cartes représentées figure III.16 montrent le fonctionnement de la cavité à deux RWG

avec retour optique sur la face avant. Sur la figure de gauche, on observe les zones où un fonctionnement cohérent des deux émetteurs est obtenu correspondant à des pertes minimales sur la voie L en face arrière ; sur la figure de droite, on observe l'efficacité de combinaison en face avant atteinte en fonction des courants d'injection. On remarque alors que pour la quasi-totalité des zones où le fonctionnement cohérent est atteint, une efficacité de combinaison relativement bonne est également atteinte. La cavité supplémentaire implémentée privilégie ainsi comme attendu un fonctionnement cohérent qui maximise la puissance combinée P_{comb} . Toutefois on remarque également que les efficacités de combinaison extra-cavité atteintes sont légèrement inférieures à celles obtenues précédemment ($\eta \leq 80\%$) : la cavité semble fonctionner sur un bon compromis pour une réflectivité maximale dans toutes les sous-cavités, et ce dernier ne maximise pas forcément l'efficacité de combinaison mais la maintient simplement à une valeur élevée. L'augmentation du coefficient de réflexion de la lame en face avant pourrait améliorer cela, au détriment d'une extraction de puissance plus faible.

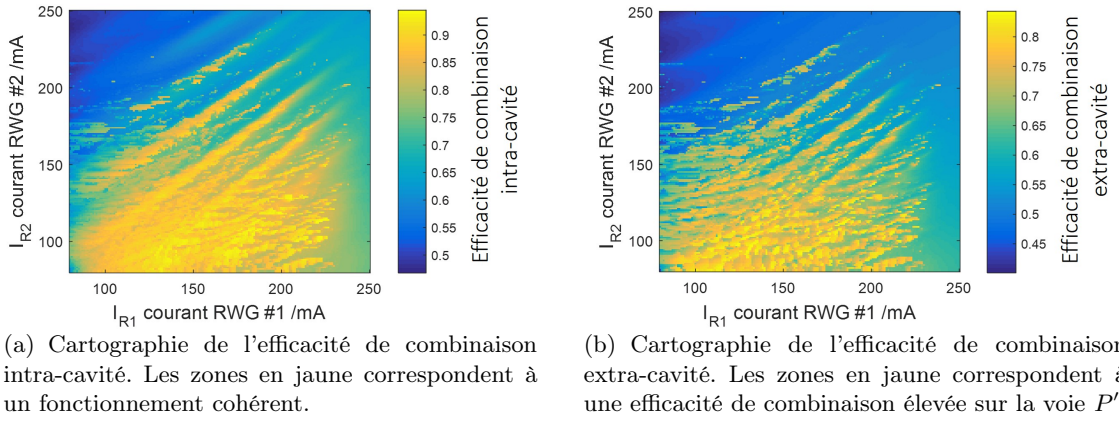


FIGURE III.16: Cartographie du fonctionnement cohérent (a) et efficacité de combinaison en face avant atteinte (b) en fonction du courant d'injection sur chaque émetteur, pour le montage à deux RWG avec rétroaction optique sur la face avant.

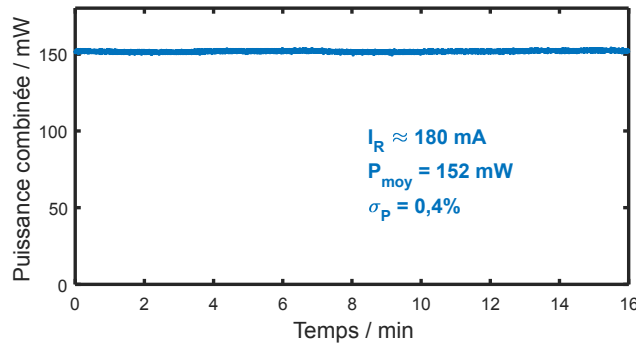


FIGURE III.17: Mesure de la puissance combinée sur la voie P' avec rétroaction optique.

En comparaison à la figure III.6(a) où il n'y a pas de rétroaction optique en face avant, on remarque que les "zones cohérentes" sont plus étendues ici. On arrive à atteindre un fonctionnement cohérent jusqu'à $I_R \approx 200 \text{ mA}$ sur chaque émetteur avec rétroaction contre $\approx 180 \text{ mA}$ précédemment (aucun effet sur le seuil laser n'est cependant observé). La rétroaction optique en face avant semble ainsi augmenter la discrimination positive du fonctionnement cohérent avec comme effet de la maintenir à plus fort courant. Finalement, la stabilité temporelle de la puissance combinée est totalement assurée par ce dispositif, celle-ci est illustrée sur la figure III.17. Sur le "long-terme", la puissance combinée est stable, bien qu'il y ait des sauts de modes longitudinaux qui se produisent – comme en figure III.14. La relation de phase en

face avant est donc maintenue quelle que soit la fréquence laser. Une fluctuation de puissance résiduelle $\sigma_P = 0,4\%$ correspond analytiquement à une fluctuation de phase relative au niveau de BS_2 de $\sigma_\Phi < \frac{\pi}{30}$ [Hanna 16].

Rétroaction électronique active

Le fonctionnement cohérent des émetteurs n'a en soi pas besoin de rétroaction active grâce à l'auto-organisation de la cavité. Le but de cette rétroaction est donc bien de maximiser l'efficacité de combinaison en face avant en forçant l'oscillation de la cavité sur un mode laser ν_k qui présente la bonne relation de phase $\Delta\phi'$ au niveau de la lame BS_2 :

$$\Delta\phi' = \Delta\phi + \frac{2\pi}{c}\nu_k\Delta L_{tot} \approx 0 [2\pi] \quad \text{avec} \quad \Delta\phi \approx 0. \quad (\text{III.7})$$

Notre critère est la maximisation de la puissance sur la voie P' – analogue à une minimisation des pertes sur la voie L' . La rétroaction s'effectue sur les courants d'injection des deux émetteurs (et uniquement sur les courants I_R pour les TPL). Toutefois, la relation entre perturbations intra-cavité via les courants et choix par la cavité du mode longitudinal oscillant n'est pas simple. Bien sûr, la perturbation de la cavité via les courants va provoquer un changement de mode longitudinal, c'est même le principe de l'auto-organisation. Néanmoins de nombreux modes sont possibles, et seulement quelques-uns vont maximiser la puissance combinée en assurant la relation de phase $\Delta\phi' \approx 0$. Il s'agit ainsi de perturber la cavité de manière suffisamment large et aléatoire pour balayer un grand nombre de possibilités afin de trouver finalement un bon mode longitudinal, de le maintenir, ou encore d'en trouver un autre équivalent en terme de puissance combinée. Pour cela, nous utilisons un algorithme itératif simple qui nous permet l'exploration aléatoire des modes longitudinaux. Les perturbations – c'est-à-dire les modifications des courants – sont ainsi tirées de façon aléatoire avec le critère de minimiser la mesure des pertes sur la voie L' . Le détail de l'algorithme est fourni dans l'encadré ci-après.

Une photodiode est ainsi placée sur la voie L' afin d'en mesurer la puissance optique. Celle-ci est reliée à un convertisseur analogique-numérique lui-même branché à un ordinateur. L'algorithme est implémenté en Labview, ce qui permet une communication simplifiée entre la mesure analogique sur la photodiode et les instructions envoyées aux alimentations de courant des lasers. La mesure de puissance est effectuée à une vitesse de 10 Hz et les courants sont modifiés automatiquement en conséquence pour minimiser les pertes. Cette correction électronique des courants permet finalement de maintenir l'efficacité de combinaison à un niveau haut. Celle-ci reste supérieure à 75% en moyenne sur 15 min (comparé au maximum de 82%) pour les TPL à $I_T = 6$ A (voir figure III.19). La correction est encore plus efficace avec les RWG, où l'efficacité de combinaison reste supérieure à 93% (pour un maximum à 94%) – la réduction de l'efficacité de combinaison notée avec les TPL semble être due à la contrainte supplémentaire apportée aux TPL par l'insertion d'un réseau de diffraction qui limite l'extension spectrale des solutions recherchées. La figure III.19 illustre la stabilité de la puissance combinée dans le temps, avec également mis en avant les moments où l'algorithme fonctionne et les autres où la stabilité est passive. La correction électronique active apporte au final une stabilité à long terme, complémentaire de la stabilité à court terme maintenue passivement par la cavité.

Algorithme d'exploration aléatoire

L'algorithme itératif présenté ici n'est pas un algorithme d'optimisation au sens strict : aucun gradient n'est mesuré et aucun gain n'est appliqué. Il s'agit simplement d'explorer les solutions possibles par la modification des courants et de s'arrêter sur celle qui satisfait notre critère. La modification des courants est réalisée de manière arbitraire par le tirage aléatoire de variations de courant δI , telles que $-A \leq \delta I \leq A$ où A représente l'amplitude maximale de variation autorisée. L'amplitude maximale des variations est typiquement $A < 10 \text{ mA}$. Le critère est de minimiser la puissance sur la voie de pertes, plus précisément de maintenir cette puissance sous un seuil fixé au préalable – il s'agit d'une proportion de la puissance minimale atteignable, soit $P_S = P_{L',min} + \alpha P_{L',min}$. La valeur de α définit le seuil de déclenchement de l'algorithme, et ainsi la tolérance du système – il est à adapter en fonction des valeurs d'efficacité de combinaison atteignables, nous avons en règle générale utilisé $\alpha \approx 0,2$. Le déroulement d'une itération est présenté sur la figure III.18 dans son application à deux émetteurs.

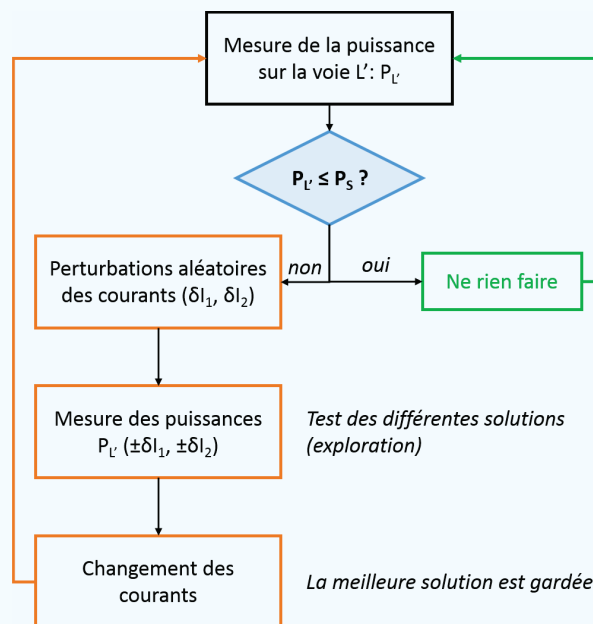
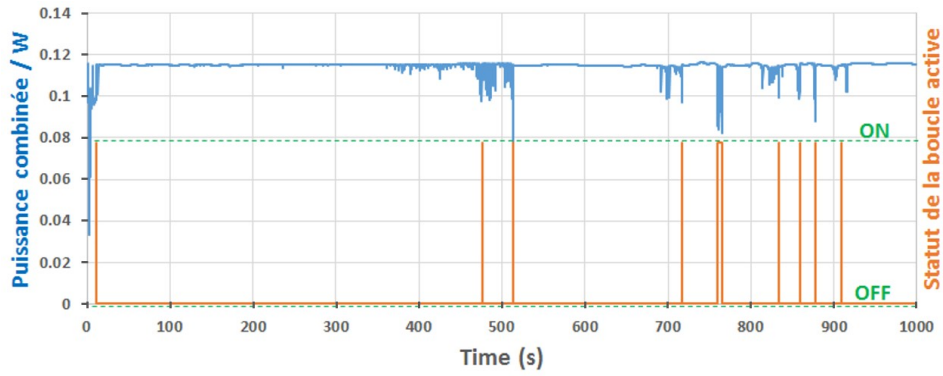


FIGURE III.18: Déroulement des principales étapes de l'algorithme itératif.

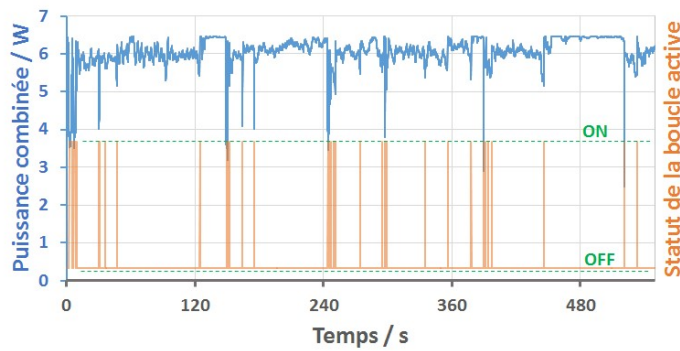
Nous avons introduit volontairement un seuil de puissance P_S pour le déclenchement de l'algorithme afin de permettre au système une meilleure stabilité. En effet, lancer l'algorithme en continu perturbe beaucoup la cavité, même quand celle-ci pourrait s'entretenir toute seule de manière passive.

Les variations de courants ont, en tant que telles, un effet mineur sur les fluctuations de la puissance dans le cas des TPL : le courant de section évasée étant constant, cet effet est négligeable. Toutefois, dans certains cas avec les RWG, les fluctuations peuvent atteindre les 10% de la puissance moyenne – surtout lorsque l'on travaille à fort courant où les zones cohérentes sont de plus en plus rares. Le temps caractéristique entre deux corrections est 4 à 5 fois plus court avec les TPL, en relation directe avec les effets thermiques et le bruit de phase plus importants. Ces stabilisations ont été testées au plus sur une trentaine de minutes.

Pour la mesure à deux TPL (figure III.19(b)), on observe une fluctuation résiduelle de puissance de $\sigma_P < 2,4\%$ en fonctionnement libre, c'est-à-dire entre deux zones de rétroaction de la boucle (mesuré sur un temps typique de 40 s). Cette fluctuation résiduelle de puissance correspond à une variation de phase relative de l'ordre de $\frac{\pi}{12} RMS$. La fluctuation de puissance



(a) Combinaison de deux RWG ($I_R \approx 120 \text{ mA}$).



(b) Combinaison de deux TPL ($I_T = 6 \text{ A}$).

FIGURE III.19: Évolution de la puissance combinée en fonction du temps avec l'état de la rétroaction active simultanée – un état haut (ON) indique que les courants sont modifiés alors qu'un état bas (OFF) indique qu'il n'y a aucune rétroaction électronique, pour les deux RWG (a) et les deux TPL (b).

sur la mesure complète (fonctionnement asservi sur $\approx 500 \text{ s}$) atteint quant à elle $\sigma_P \approx 6,5\%$.

Une synthèse de ces expériences à deux émetteurs sera apportée dans la section 3, une fois l'architecture en MOPA évaluée – celle-ci est le sujet de la section suivante.

2 Combinaison en MOPA

Nous abordons maintenant l'architecture en amplification pour la combinaison cohérente, couramment abrégée MOPA pour *Master Oscillator Power Amplifier*. L'idée de cette architecture est d'utiliser un "laser maître" afin d'injecter plusieurs émetteurs en parallèle, chacun jouant le rôle d'amplificateur de puissance. La cohérence des faisceaux en sortie des amplificateurs est dans ce cas assurée par l'injection du même laser maître. Il faut alors réaliser la superposition de leurs faisceaux afin qu'ils interfèrent en sortie, et contrôler leurs phases relatives afin de les combiner de manière efficace en un seul et même faisceau. La problématique de cette architecture se situe principalement sur le contrôle actif des phases relatives, et non plus sur la cohérence mutuelle entre émetteurs. Les résultats de cette section ont été obtenus avec l'aide précieuse de Ioana Doyen (ingénieure au LCF).

2.1 Montage expérimental

Nous avons ainsi mis en place cette architecture sur deux amplificateurs TPL. Ces derniers sont spécialement adaptés pour l'amplification : chaque facette est traitée AR ($R < 0,1\%$) afin d'éviter tout effet laser parasite qui détériorerait la cohérence mutuelle des émetteurs. Le laser maître utilisé est une diode laser DFB monomode transverse et longitudinal, émettant jusqu'à 100 mW accordable autour de $\lambda = 975\text{ nm}$ (un spectre optique est illustré figure III.21(b)). Le faisceau issu du laser maître est séparé en deux par une première lame séparatrice 50/50 formant deux bras distincts. Sur chacun des bras est positionné un amplificateur TPL, injecté par le faisceau du laser maître côté section droite via des lentilles asphériques à forte ouverture numérique – la puissance incidente sur chaque ampli est limitée à 20 mW au maximum. La sortie de l'amplificateur est ainsi côté section évasée. En sortie, les faisceaux sont superposés sur une seconde lame séparatrice 50/50 afin de les recombinaison. Le schéma du montage expérimental est donné figure III.20. On distinguera de nouveau la voie P' comme la voie utile combinée et la voie L' comme la voie de perte. Le montage global forme ainsi un interféromètre de Mach-Zehnder.

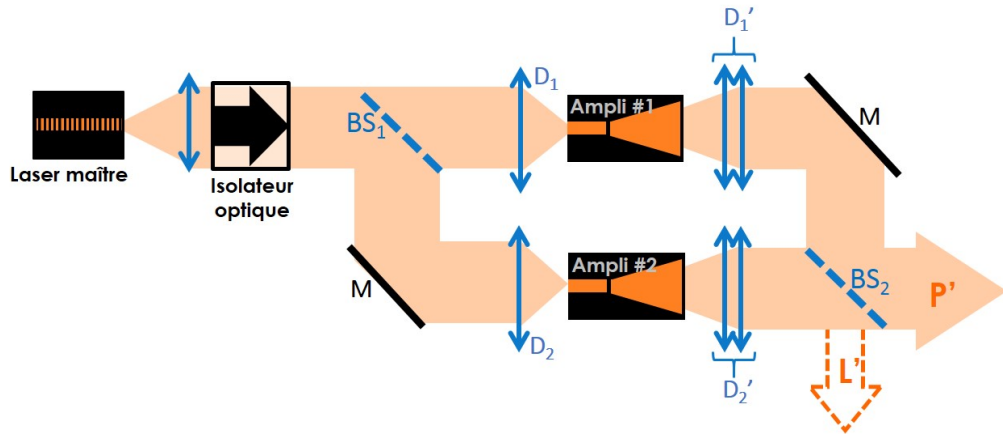


FIGURE III.20: Schéma du montage expérimental de combinaison cohérente de deux TPL en architecture MOPA. Les éléments optiques sont très similaires à l'expérience précédente, néanmoins aucune cavité n'est construite ici. Les amplificateurs sont injectés par le laser maître (diode DFB) qui est lui-même isolé de tout retour optique.

L'expression de la puissance combinée reste inchangée en comparaison à l'expérience précédente, étant donné qu'il s'agit toujours d'une combinaison de deux faisceaux via une lame séparatrice. Nous rappelons son expression :

$$P_{comb} = \frac{1}{2} \left(P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos \Delta\Phi' \right), \quad (\text{III.8})$$

avec $\Delta\Phi' = \Phi'_2 - \Phi'_1$ la phase relative entre les faisceaux provenant des bras 1 et 2 et P_1 , P_2 leur puissance optique. Les phases accumulées sur chaque bras n'ont aucune raison d'être identiques, ainsi $\Delta\Phi'$ est a priori non nul. Toutefois, il est dans ce cas inutile d'ajouter une lame de phase sur un des bras de l'interféromètre, étant donné que nous possédons déjà un modulateur de phase sur chaque bras représenté par la section droite de chaque émetteur. En effet, une modification faible d'un courant de la section droite I_R agit ici uniquement sur la phase relative $\Delta\Phi'$. Nous tirons avantage de cette propriété dans la suite afin de maximiser l'efficacité de combinaison, puis de la stabiliser.

Une des contraintes de ce montage est d'assurer une très bonne isolation du laser maître. En effet, dans le cas contraire nous avons constaté que la diode DFB est perturbée par des retours optiques provenant des amplificateurs, cela conduit à des sauts de mode longitudinal provoquant des modifications de la relation de phase $\Delta\Phi'$ – étant donné que les chemins optiques des deux bras ne sont pas égaux. Il faut ainsi assurer une bonne isolation optique, expérimentalement d'au moins 40 dB.

2.2 Luminance du système

En ajustant la phase par les courants d'injection, on maximise la puissance combinée. Celle-ci atteint $P_{comb} \approx 5,9 \text{ W}$ pour un courant $I_T = 5,5 \text{ A}$ dans chaque amplificateur¹, représentant une efficacité de combinaison de $\eta = 81\%$. L'évolution de la puissance combinée ainsi que de l'efficacité de combinaison sont représentées sur la figure III.21(a). On observe que l'efficacité de combinaison est globalement constante (à 82%) jusqu'à $I_T = 5 \text{ A}$ avant de décroître légèrement.

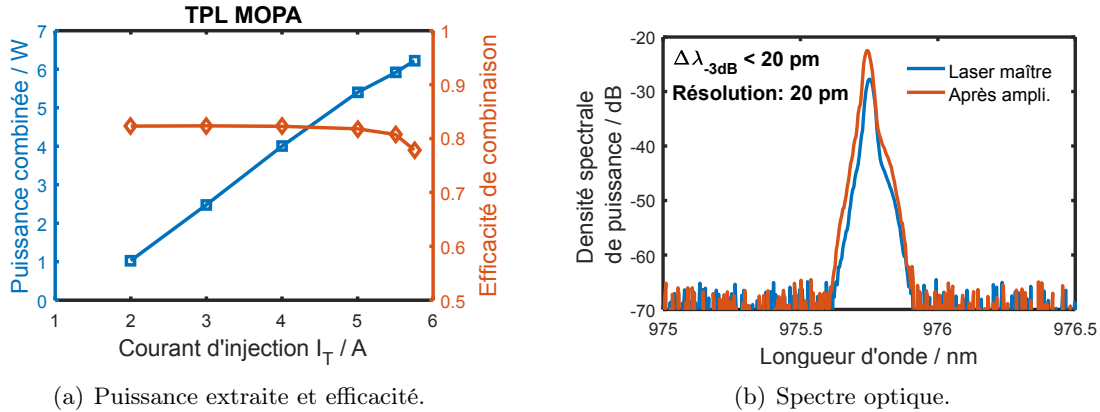


FIGURE III.21: (a) Puissance combinée et efficacité de combinaison correspondante obtenue en fonction du courant d'injection dans la section évasée sur chaque émetteur ; $I_R \approx 350 \text{ mA}$; $P_{in} \approx 15 \text{ mW}$: puissance incidente sur chaque émetteur. (b) Spectre optique avant et après amplification.

La qualité des faisceaux en sortie d'amplificateur est évaluée à $M^2 \leq 2,5$ – semblable à celle obtenue en fonctionnement incohérent des deux TPL en cavité Michelson. Elle n'évolue quasiment pas en fonction du courant d'injection I_T sur l'amplificateur considéré, néanmoins elle est très dépendante de la qualité d'injection du laser maître. Le facteur M^2 montre que le contenu modal (spatial) d'ordre élevé est relativement important – cela est confirmé par les profils spatiaux des faisceaux illustrés figure III.22(a) et III.22(b). Comme dans la superposition cohérente réalisée à partir des TPL en cavité Michelson, le contenu qui diffère d'un faisceau à l'autre est rejeté sur la voie de perte lors de la combinaison, si bien que la qualité du faisceau combiné atteint $M^2 \leq 1,6$ – les profils du faisceau combiné et rejeté sont illustrés figure III.22(d) et III.22(e).

1. À cause de la défaillance d'un module thermoélectrique à effet Peltier sur un des émetteurs, les courants d'injection n'ont pu être augmentés davantage.

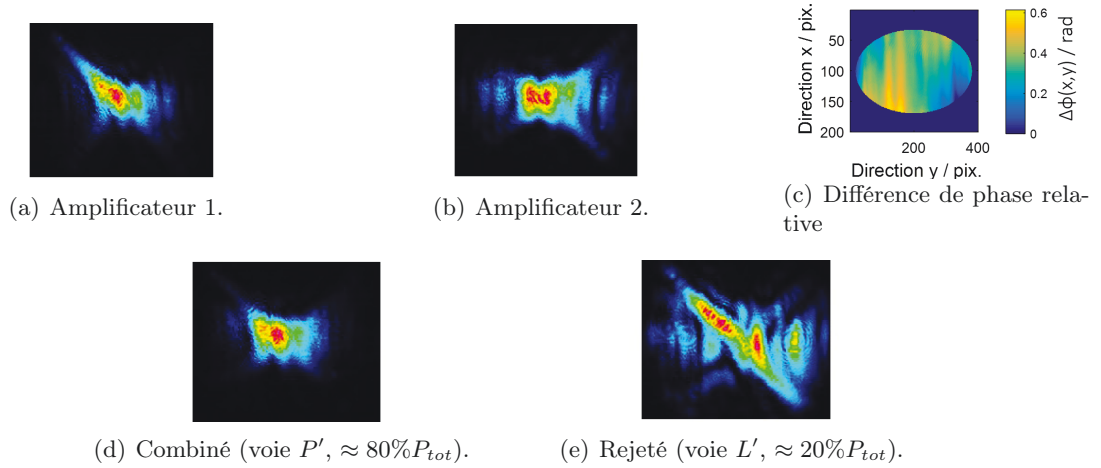


FIGURE III.22: Profil d'intensité des faisceaux issus de l'amplificateur 1 (a), de l'amplificateur 2 (b) ainsi que du faisceau combiné (d) et des pertes (e). Les profils ont été capturés à $I_T = 5$ A. On remarque bien que la majorité de la puissance sur le faisceau rejeté (d) se trouve dans des modes spatiaux d'ordre élevé. Le profil de phase illustré figure (c) est la différence relative entre les deux faisceaux en sortie d'amplification, mesurée à $I_T = 5$ A.

Le contenu modal du faisceau rejeté est ainsi uniquement d'ordre élevé, les modes fondamentaux semblent être combinés avec une très grande efficacité – c'est ce qui explique l'amélioration de la qualité de faisceau combiné en comparaison des deux faisceaux initiaux. Les sources de pertes par combinaison sont ainsi aisément identifiables, et confirmées par ailleurs en calculant comme précédemment le recouvrement des profils de phase et d'intensité (d'après l'équation II.7 page 59) : il s'agit uniquement de pertes dues aux différences de contenu modal d'ordre élevé. En effet, la différence de front d'onde entre les deux faisceaux ne présente cette fois que des hautes fréquences (illustrée figure III.22(c)) : cela nous indique que les modes fondamentaux se correspondent bien. Tenant compte des deux profils (phase et intensité), l'efficacité théorique maximale atteint 84% à $I_T = 5,5$ A – contre 81% expérimentalement. L'écart de 3% se retrouve dans nos calculs à tous les courants d'injection ; nous l'attribuons au fait que la portion des faisceaux choisie pour la mesure de phase est volontairement restreinte et omet certaines différences – on ne prend en compte que le centre du faisceau car l'intensité sur les bords est trop irrégulière pour effectuer une mesure de phase propre.

Finalement, la luminance en sortie de système atteint $L \approx 390$ $MW.cm^{-2}.sr^{-1}$. Cette valeur est supérieure à celle des émetteurs individuels (≈ 300 $MW.cm^{-2}.sr^{-1}$) mais nettement inférieure à celle obtenue par la combinaison en cavité Michelson (630 $MW.cm^{-2}.sr^{-1}$). Même si les niveaux de puissance sont assez comparables, c'est la qualité spatiale plus modeste ici qui dégrade la luminance finale.

2.3 Contrôle actif de la phase

Comme nous l'avons évoqué, la relation de phase $\Delta\Phi'$ n'est pas stabilisée dans cette architecture. Nous avons ainsi besoin d'un contrôle actif de celle-ci, qui est implanté afin de maximiser la puissance combinée par une rétroaction électronique sur les courants d'alimentation. Comme précédemment, on rétroagit ici uniquement sur les courants de la section droite I_R . Toutefois, la différence fondamentale avec l'expérience en cavité réside dans le lien entre courants I_R et puissance combinée P_{comb} : il est totalement déterministe ici. On peut alors utiliser un algorithme d'optimisation au sens propre du terme. Celui-ci vient mesurer le gradient local de $P_{comb}(I_R)$ et modifie le courant en conséquence pour maximiser la puissance combinée, ou de manière analogue pour minimiser les pertes. Le détail de l'algorithme est présenté dans le cadre ci-dessous.

Algorithme d'optimisation

L'algorithme d'optimisation est inspiré de l'algorithme itératif SPGD (*Stochastic Parallel Gradient-Descent*) [Vorontsov 97]. Le principe est de perturber le système via une modification de la phase (ici via les courants I_R) d'une valeur $\delta\phi$ (correspondant à un δI) afin de mesurer le gradient local $\frac{\partial P}{\partial \phi}$. Les valeurs de courant initiales sont alors modifiées en fonction du signe et du module du gradient mesuré – un gain γ est également introduit lors de cette modification. Les perturbations δI sont tirées de manière aléatoire, telles que $-A \leq \delta I \leq A$ où A est l'amplitude de perturbation maximale. Le déroulement d'une itération est décrit dans la figure III.23.

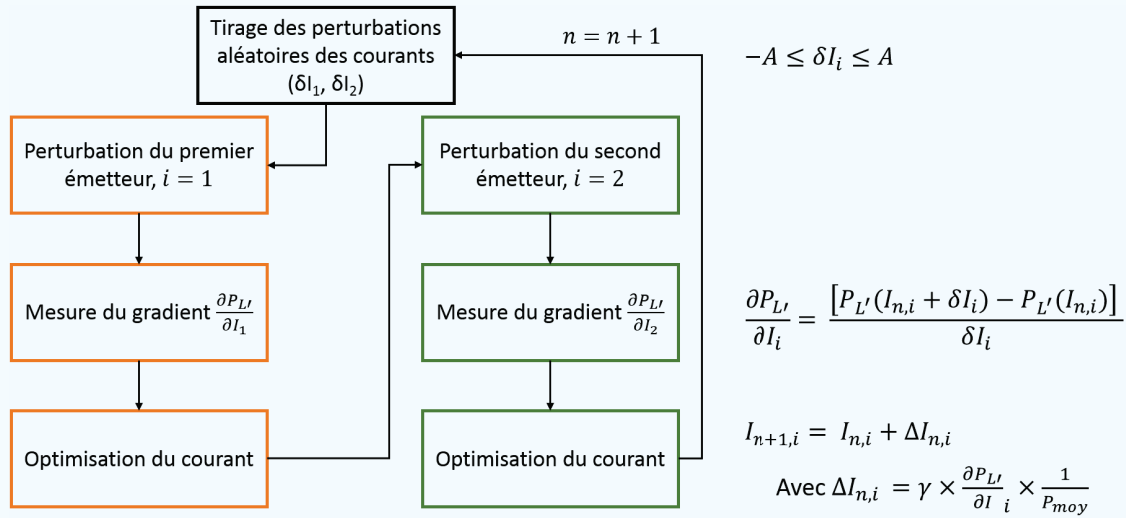


FIGURE III.23: Déroulement de l'itération n pour l'optimisation de la puissance combinée.

Dans l'algorithme SPGD initial, le "P" pour *Parallel* indique que les perturbations sont appliquées dans le même temps à tous les émetteurs avant de mesurer la variation de puissance. Cette méthode a montré de bonnes performances lorsqu'elle est appliquée à un grand nombre d'émetteurs [Redmond 11]. Ainsi dans notre cas nous fonctionnons plutôt en séquentiel, une perturbation et une mesure sur chaque émetteur, appliquées à l'un puis l'autre. Remarquons également que le "S" de *Stochastic* qui désigne le tirage aléatoire des courants n'est pas nécessaire ici, et serait pertinent si les perturbations étaient appliquées en parallèle. Il serait en fait préférable ici de définir une perturbation de valeur constante, suffisamment forte pour sortir du bruit de mesure tout en étant suffisamment faible pour éviter d'introduire de trop grandes fluctuations de la puissance combinée. Toutefois, nous ne sommes pas contraints par la vitesse de convergence de notre algorithme, nous avons ainsi conservé le tirage aléatoire bien qu'il ne soit pas optimal – il s'agit finalement d'un algorithme "SSGD", le second "S" désignant *Sequential*.

Cette boucle de correction active de la phase est de nouveau réalisée via Labview, avec les mêmes moyens que précédemment – une photodiode est placée sur la voie de perte afin d'y mesurer la puissance. Une fois la boucle de rétroaction activée, le maximum de puissance combinée est rapidement trouvé en quelques secondes. La boucle fonctionne alors en continu afin de maintenir l'efficacité de combinaison élevée. Les fluctuations résiduelles de puissance associées aux variations de courant une fois le maximum atteint sont infimes, et négligeables. La figure III.24 illustre l'optimisation de la puissance combinée à partir d'un point de départ quelconque, à $I_T = 5,5$ A. L'efficacité de combinaison est maintenue supérieure à 79% – en

comparaison du maximum atteint à 81%. Les fluctuations de puissance sont de $\sigma_P < 0,7\%$, impliquant des différences de phase inférieures à $\frac{\pi}{20}$ RMS entre les deux faisceaux. Pour comparaison, les fluctuations de puissance en cavité (figure III.19(b)) atteignent $\sigma_P \approx 2,4\%$ sur un temps de mesure comparable, et dépassent les 6% sur plusieurs minutes.

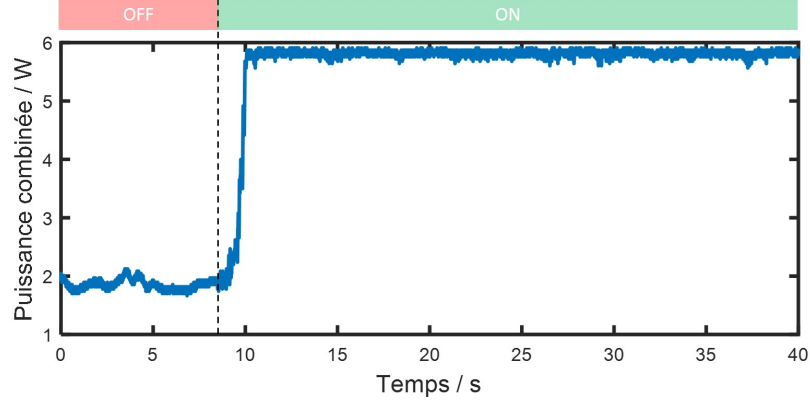


FIGURE III.24: Optimisation de la puissance combinée par rétroaction active sur la phase de chaque émetteur (via les courants I_R respectifs), pour $I_T = 5,5$ A. Le temps de montée est inférieur à 2 s. La puissance combinée reste ensuite stable sur le long terme (plusieurs heures testées).

La boucle de correction apporte une bonne stabilité à long terme. La cadence des itérations de 10 Hz est largement suffisante pour notre système. Pour mettre en avant la bonne stabilité apportée, nous avons mesuré le bruit d'intensité (*Relative Intensity Noise*, RIN) de la sortie combinée du système, relatif à la puissance combinée maximale atteignable. Il est obtenu à partir de l'analyse spectrale des fluctuations de la puissance sur la voie P' . La figure III.25 présente ainsi le spectre du RIN sous l'action de la boucle de correction, ainsi qu'en fonctionnement libre. Lorsque la boucle est fermée, on observe au contraire une stabilisation du RIN à basse fréquence, avec une diminution des fluctuations¹ de plus de 20 dB à 0,1 Hz. D'après cette mesure, on peut estimer la bande passante de notre boucle de rétroaction à 1 Hz.

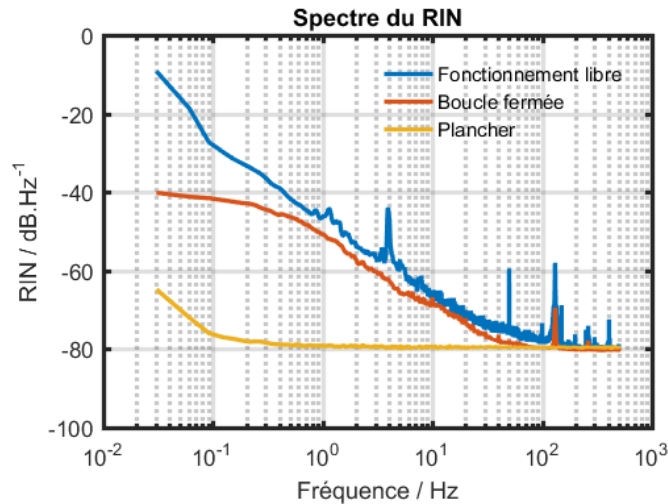


FIGURE III.25: Bruit d'intensité en sortie du système de combinaison en fonctionnement libre (bleu) et avec rétroaction active (orange), ainsi que le plancher de bruit de la détection (jaune). On observe une forte diminution du bruit à basses fréquences.

1. Étonnamment, on observe également la disparition de certains pics de bruit à plus haute fréquence que la bande passante de la boucle de rétroaction, notamment les pics importants à 4 et 50 Hz. Cet effet pourrait provenir du fait qu'à combinaison optimale, on se trouve au maximum d'un cosinus en fonction de la phase relative des deux faisceaux. Ainsi les variations de petites amplitudes seraient fortement atténuées en comparaison au fonctionnement libre, hors du maximum.

3 Synthèse

Architecture en cavité étendue sur la face arrière

Cette première expérience à deux émetteurs nous a permis de valider le concept de l'architecture à mise en phase et combinaison cohérente séparées, que nous avons ainsi pu breveter [Lucas-Leclin 16]. Mieux encore, nous avons démontré que la cohérence peut être maintenue à de forts courants d'injection, autorisant une extraction de puissance de l'ordre de plusieurs watts, le tout dans un faisceau proche de la limite de diffraction. La puissance ainsi que la luminance atteintes lors de cette expérience sont les plus hautes obtenues dans un seul faisceau par l'utilisation d'une cavité étendue, par rapport à l'état de l'art (voir chapitre I tableau I.4). Ces performances sont réalisées avec seulement deux émetteurs, démontrant le fort potentiel des lasers à section évasée. Cela représentait justement un objectif majeur de l'architecture : sa bonne adaptation à la géométrie particulière de ces lasers. L'objectif du rendement électrique optique est également rempli. Nous avons atteint une conversion électrique optique de 27% à forte puissance, à comparer avec les 33% des émetteurs utilisés pris indépendamment. Cette légère baisse est directement liée à l'efficacité de combinaison en sortie de cavité, démontrant que l'architecture en elle-même maintient le fort rendement électrique-optique.

Le fonctionnement totalement passif du système de combinaison cohérente est possible (mise en phase et superposition cohérente) et a été démontré dans le cas des RWG à l'aide d'une rétroaction optique supplémentaire. Pour les TPL, le fonctionnement passif a été obtenu ici uniquement pour l'étape de mise en phase, à travers le comportement auto-organisé de la cavité étendue. Nous avons également montré qu'une rétroaction active lente est suffisante pour maintenir l'efficacité de combinaison à un niveau élevé sur le long terme.

Nous avons toutefois rencontré plusieurs problèmes. Le premier a concerné les lasers basse puissance à section droite (RWG). Ces derniers ne possédaient pas de traitement AR suffisamment bas sur leur facette arrière (se trouvant intra-cavité), ce qui a entraîné des pertes supplémentaires sur le fonctionnement cohérent des émetteurs. Le fonctionnement cohérent s'est retrouvé cantonné à des zones de courant bien particulières qui correspondent à une longueur optique équivalente dans chaque émetteur – les émetteurs formant alors des sous-cavités laser parasites. Le second a été la perte du fonctionnement cohérent lors de la montée en puissance. Cet effet a d'abord été observé avec les RWG, ce qui a fortement limité l'extraction de puissance de cette architecture. Cet effet a également été observé avec les lasers à section évasée (TPL), néanmoins l'utilisation d'un réseau de diffraction intra-cavité a permis de pallier ce problème et d'obtenir un fonctionnement cohérent même à forte puissance.

Ces pertes de cohérence observées montrent tout de même que la discrimination théorique du fonctionnement incohérent au regard du fonctionnement cohérent par la cavité étendue n'est pas aussi élevée qu'attendue. De manière théorique, l'émission incohérente subit 75% de pertes supplémentaires au fonctionnement cohérent, néanmoins nous avons observé expérimentalement qu'il en faut parfois peu pour passer de l'un à l'autre. Effectivement, ces 75% théoriques ne prennent pas en compte les différentes sous-cavités qui peuvent exister, le possible fonctionnement multimode longitudinal des émetteurs, ou encore des différences de gain entre émetteurs.

Combinaison cohérente à deux émetteurs

Les deux architectures présentées ici, en cavité ainsi qu'en amplification, ont permis la combinaison cohérente des émetteurs. En terme de montage optique, toutes deux sont relativement comparables. L'approche en MOPA nécessite toutefois un laser supplémentaire pour l'injection ainsi qu'une très bonne isolation optique. L'architecture en cavité est quant à elle encore plus sensible aux alignements optiques ainsi qu'aux perturbations extérieures dans notre configuration – un fonctionnement tout passif (en assurant $\Delta L_{tot} = 0$) devrait totalement pallier ceci. Même avec une rétroaction active, notre configuration en cavité reste moins stable que le

MOPA du fait de son caractère non-déterministe (en comparant les fluctuations de puissance combinée résiduelles). Toutefois, la luminance la plus élevée a été atteinte en cavité, cela principalement grâce à l'amélioration de la qualité de faisceau apportée par la cavité étendue qui constitue un filtre actif des modes latéraux.

Quoi qu'il en soit, ces deux architectures sont de bonnes candidates à la montée en luminance par combinaison cohérente. Toutes deux apportent une très bonne cohérence des faisceaux à forte puissance. La qualité de faisceau est au pire conservée, au mieux améliorée ; la puissance est augmentée – tout cela en maintenant une bonne conversion de puissance électrique en puissance optique.

Chapitre IV

Combinaison cohérente d'une barrette de diodes laser

Objectifs

Nous abordons enfin le développement de la combinaison cohérente à une barrette d'émetteurs à semi-conducteur. L'architecture de cavité en face arrière pour le verrouillage de phase a été étudiée et validée à deux émetteurs, nous l'examinons ici appliquée à une barrette de cinq émetteurs à section évasée en cavité interférométrique, basée sur l'utilisation de réseaux de phase. Nous l'étudions également appliquée à une barrette de dix émetteurs à section droite dans une cavité auto-imageante à effet Talbot. Afin d'assurer une combinaison efficace des émetteurs mis en phase, un intérêt particulier est porté sur les mécanismes liés à leur verrouillage de phase. Les aspects de stabilité de la combinaison sont également un point essentiel afin d'assurer la fiabilité du système. Nous développons en dernière section une expérience de combinaison cohérente en amplification. Ces trois expériences nous permettent de mettre en évidence les principales problématiques liées à la combinaison d'une barrette et de proposer des solutions adaptées en vue de maximiser la luminance du système.

Sommaire

1	Combinaison en cavité interférométrique	139
1.1	Principe général	139
1.2	Mise en phase en cavité DOE	140
1.2.1	Montage expérimental	140
1.2.2	Mise en phase de la barrette	141
1.2.3	Analyse expérimentale du fonctionnement	142
1.2.4	Boucle d'optimisation des longueurs optiques	144
1.2.5	Puissance extraite	145
1.2.6	Analyse des limites de la mise en phase	145
1.3	Superposition cohérente	148
1.3.1	Montage expérimental	149
1.3.2	Relation de phase en face avant	150
1.3.3	Contrôle de la phase pour la combinaison cohérente	152
1.3.4	Caractérisation du faisceau combiné	153
1.3.5	Stabilisation de la puissance combinée	156
2	Verrouillage de phase par cavité Talbot	158
2.1	Principe général	158
2.2	Mise en phase	159
2.2.1	Verrouillage de phase	159
2.2.2	Qualité de la mise en phase	160
2.2.3	Puissance extraite	163
2.3	Superposition cohérente	164
3	Combinaison en MOPA	166
3.1	Montage expérimental	166
3.2	Mise en phase par injection	167
3.3	Superposition cohérente	168
3.3.1	Puissance combinée	168
3.3.2	Rétroaction active	169
3.3.3	Qualité du faisceau combiné	171
4	Synthèse	172

1 Combinaison en cavité interférométrique

Nous démarrons la première expérience de combinaison cohérente d'une barrette de diodes par l'utilisation d'une cavité étendue pour la mise en phase des émetteurs. L'objectif est d'examiner l'extension de l'architecture en face arrière, validée à deux émetteurs au chapitre précédent, à un nombre d'émetteurs plus important. Le but visé est par conséquent d'évaluer si la luminance du système peut être augmentée davantage par la hausse du nombre d'émetteurs. Améliorer la luminance n'est toutefois pas le seul objectif : nous nous intéressons également aux performances électriques-optiques du système ainsi qu'à sa fiabilité.

1.1 Principe général

Pour commencer, rappelons brièvement l'architecture globale envisagée. Le verrouillage de phase est assuré par une cavité interférométrique en face arrière basée sur l'utilisation d'un élément diffractif optique (DOE) intra-cavité spécialement conçu – voir chapitre II, section 3. La cohérence des émetteurs de la barrette étant assurée par la cavité, la superposition des faisceaux pour leur combinaison est mise en œuvre en face avant, en sortie de cavité. De nouveau, un DOE est employé afin de réaliser la combinaison cohérente des faisceaux en champ proche. Le schéma de l'architecture globale est illustré figure IV.1, nous reviendrons en détail sur le montage expérimental et ses composants dans les sections suivantes. La barrette de laser utilisée est composée de $N = 5$ émetteurs à section évasée – elle a été décrite dans le chapitre II en section 4.3.

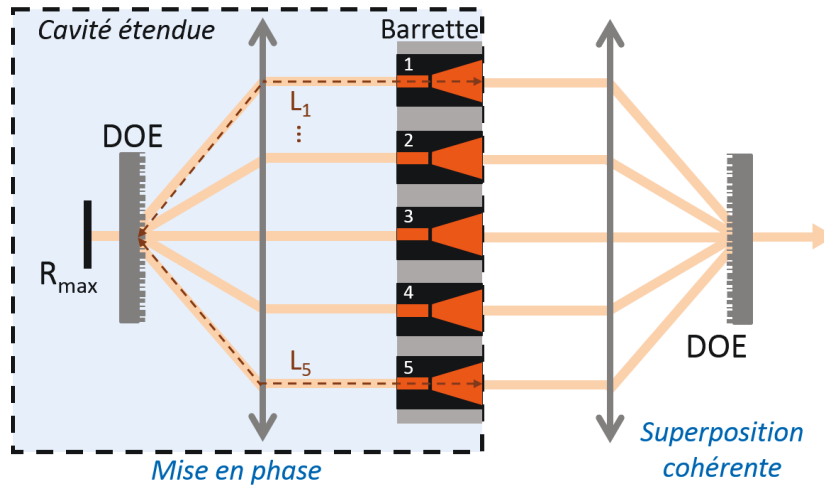


FIGURE IV.1: Schéma de principe du montage expérimental avec l'étape de mise en phase dans la cavité étendue interférométrique et l'étape de superposition cohérente en sortie de cavité, basée elle aussi sur l'utilisation d'un DOE. Les longueurs L_i des bras interférométriques sont représentées.

Si on se réfère aux analyses théoriques (analyses effectuées dans le chapitre II, section 2.3.2), l'architecture de la cavité ne permet pas un comportement auto-organisé du fonctionnement cohérent. Nous sommes dans le cas particulier nommé "instable", décrit à deux émetteurs en figure II.18(d). En effet, la cavité constitue un interféromètre dont les différents bras sont de longueur L_i identique – les bras de l'interféromètre sont les trajets optiques intra-cavité depuis chaque face avant jusqu'au DOE, que l'on distingue du bras commun depuis le DOE au miroir de fond de cavité. A priori, nous aurons donc besoin d'une boucle de rétro-action afin d'égaliser la longueur des bras pour permettre un fonctionnement cohérent optimal.

1.2 Mise en phase en cavité DOE

Sur ces brefs rappels, nous démarrons l'étude expérimentale par la mise en phase de la barrette en cavité étendue, c'est-à-dire sur l'arrière du montage optique ; nous nous concentrerons sur la face avant – étape de superposition cohérente extra-cavité – dans la section 1.3.

1.2.1 Montage expérimental

Le montage expérimental pour la mise en phase de la barrette de $N = 5$ émetteurs s'appuie sur l'architecture de cavité étendue en face arrière précédemment démontrée à deux émetteurs. La cavité laser est construite entre un miroir commun traité haute-réflexion (HR) placé à l'arrière et les cinq faces avant des émetteurs, du côté de la section évasée (voir figure IV.2). L'élément clé de la cavité étendue est le réseau de phase à profil continu (DOE), qui a été conçu et évalué dans le chapitre II (sections 3.2.3 et 3.4.2) – son efficacité atteint $\eta_{DOE} = 98\%$ et sa disparité relative $\sigma_r = 30\%$ (voir figure II.39(b)). Un tel réseau de phase placé intra-cavité remplit deux objectifs : il joue le rôle de combineur en superposant les cinq faisceaux depuis la droite du montage (issus des facettes arrière des émetteurs) en un unique faisceau sur l'axe, mais également le rôle de séparateur afin d'injecter au retour le faisceau réfléchi sur le miroir HR dans les cinq émetteurs.

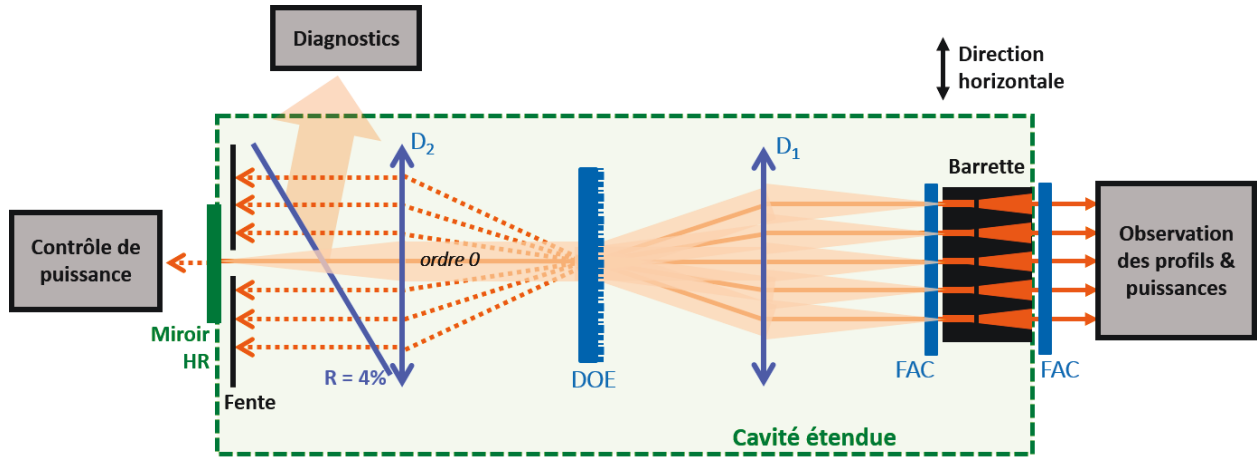


FIGURE IV.2: Schéma détaillé de la cavité étendue construite sur la face arrière des émetteurs. Les doublets D_1 et D_2 ont une distance focale de $f = 80 \text{ mm}$, la cavité étendue possède une longueur externe de $L_{ext} = 4f = 160 \text{ mm}$. DOE : réseau de phase à profil continu ; FAC : lentille cylindrique de collimation commune des émetteurs dans l'axe vertical. Uniquement l'ordre 0 du DOE est réfléchi par le miroir HR. La cavité est ainsi construite entre le miroir et la face avant des émetteurs de la barrette.

Outre le réseau de phase, la cavité est constituée de deux doublets D_1 et D_2 , ainsi que d'une lentille cylindrique FAC – cette dernière assure la collimation commune des faisceaux dans l'axe vertical, telle que nous l'avons décrite section 4.3 dans le chapitre II. Le doublet D_1 réalise la collimation des faisceaux dans l'axe horizontal (dans le plan de la figure) tout en imposant les angles d'incidences nécessaires, afin que la relation des réseaux suivante soit respectée :

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{\Lambda} = \frac{p}{f_1}, \quad (\text{IV.1})$$

où $\theta \approx 12 \text{ mrad}$ est l'angle entre chaque faisceau, $\Lambda = 78 \text{ }\mu\text{m}$ le pas du réseau de phase, $p = 1 \text{ mm}$ le pas de la barrette et $f_1 = 80 \text{ mm}$ la distance focale du doublet D_1 .

Le deuxième doublet D_2 est introduit afin d'imager les faisceaux diffractés par le DOE et d'être capable d'en sélectionner uniquement l'ordre central (sur l'axe) : une fente est ainsi positionnée juste devant le miroir HR. De cette manière, seul l'ordre central est réfléchi par le

miroir et réinjecté dans les émetteurs après avoir été séparé en cinq par le DOE. Si on considère les faisceaux émis par les cinq émetteurs, le DOE les combine de manière efficace dans l'ordre central uniquement si ces derniers sont cohérents et dans le bon état de phase. Si les émetteurs sont incohérents, chacun opère indépendamment et est diffracté dans cinq principaux ordres de diffraction. Vu que seulement l'ordre central est réfléchi dans la cavité, la transmission en puissance par passage dans le DOE sera dans ce cas $\frac{1}{5}$, impliquant une transmission de $\frac{1}{5^2}$ (soit 96% de pertes) sur un aller-retour dans la cavité étendue. L'effet est équivalent si les émetteurs sont cohérents mais dans un état de phase quelconque. Par conséquent, dans les deux cas le seuil laser augmente radicalement. Le système tend à fonctionner sur le mode présentant le moins de pertes : le fonctionnement cohérent dans le bon état de phase est ainsi favorisé dans cette cavité interférométrique. On retrouve ainsi, comme nous l'avons vu théoriquement pour la cavité DOE et expérimentalement pour la cavité Michelson, la forte discrimination du mode cohérent sélectionné par la cavité interférométrique. Toutes ces notions théoriques de discrimination du fonctionnement cohérent sont expliquées en détail dans la section 2.2.4 du chapitre II.

Une lame de prélèvement à faible réflectivité est positionnée entre le doublet D_2 et le miroir, afin de constituer une voie optique de diagnostic : cela nous permettra d'observer les ordres diffractés après combinaison sur le DOE. La transmission résiduelle du miroir HR permet une seconde voie de diagnostic, par ce biais nous pourrions contrôler le niveau de puissance dans l'ordre central sur l'axe. Ces voies de diagnostics vont nous permettre d'observer le fonctionnement de la cavité, et notamment les interférences des faisceaux qui ont lieu grâce au DOE.

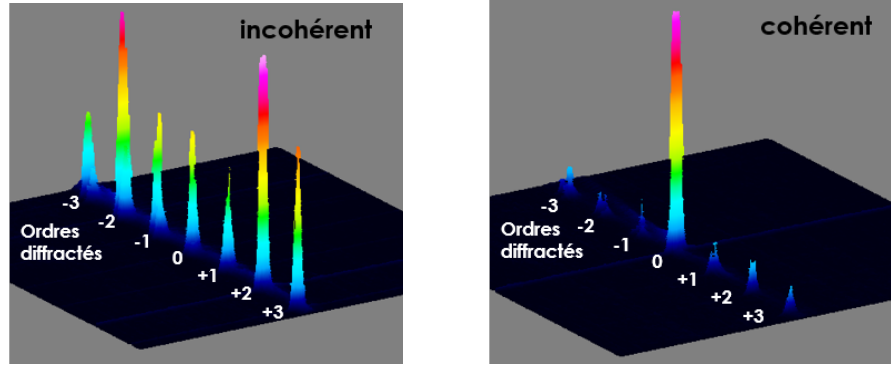
Outre le positionnement des optiques qui doit être effectué de manière à limiter au maximum l'introduction d'aberrations, l'alignement d'une telle cavité doit absolument tenir compte des contraintes introduites par le DOE, en particulier du fait de sa sélectivité spectrale. Dans l'analyse théorique de la cavité étendue déjà citée (chapitre II page 72), nous avons constaté une sélectivité spectrale du fait du réseau de phase, de l'ordre de $1,5 \text{ nm}$ à mi-hauteur. Celle-ci découle directement de la relation IV.1 du réseau entre angle d'incidence, distance focale et longueur d'onde. Le doublet D_1 détermine donc directement la position du filtre spectral, à travers la modification de l'angle d'incidence des faisceaux sur le réseau. L'augmentation légère de la distance barrette-doublet permet de décaler le filtre vers les basses longueurs d'onde, et inversement. Le positionnement du doublet doit être réalisé avec précision, étant donné qu'une erreur sur la distance barrette-doublet de 1% – soit $0,8 \text{ mm}$ sur 80 mm – apporte un décalage du filtre spectral de 10 nm , suffisant pour placer le filtre hors de la bande spectrale de gain.

Après alignement fin, le doublet D_1 est positionné de telle sorte que le filtre spectral soit centré à $\lambda \approx 971,5 \text{ nm}$ – longueur d'onde naturelle d'oscillation laser des émetteurs de la barrette à fort courant.

1.2.2 Mise en phase de la barrette

Avec les courants d'injection adéquats et le bon alignement de la cavité, l'interférence constructive des faisceaux se produit sur le DOE. Ce phénomène est observé sur la voie de diagnostic qui image le plan du miroir HR : lorsque la mise en phase est obtenue, l'interférence constructive des faisceaux apporte un maximum de puissance dans l'ordre central, comme illustré sur la figure IV.3(b). Le fonctionnement incohérent de la barrette se différencie par une distribution de puissance selon un grand nombre d'ordres diffractés (voir figure IV.3(a)). Grâce à la fente placée devant le miroir de renvoi, le fonctionnement incohérent subit des pertes bien plus importantes après un aller-retour dans la cavité étendue. Le fonctionnement cohérent est bien favorisé, et dans ce cas la puissance extraite de la cavité en face avant de la barrette est significativement plus importante.

L'analyse du spectre optique réalisée indépendamment sur chaque émetteur – en fonctionnement incohérent et cohérent – révèle une autre caractéristique intéressante, illustrée figure IV.4. En fonctionnement incohérent, chaque émetteur possède un spectre propre sans rapport avec

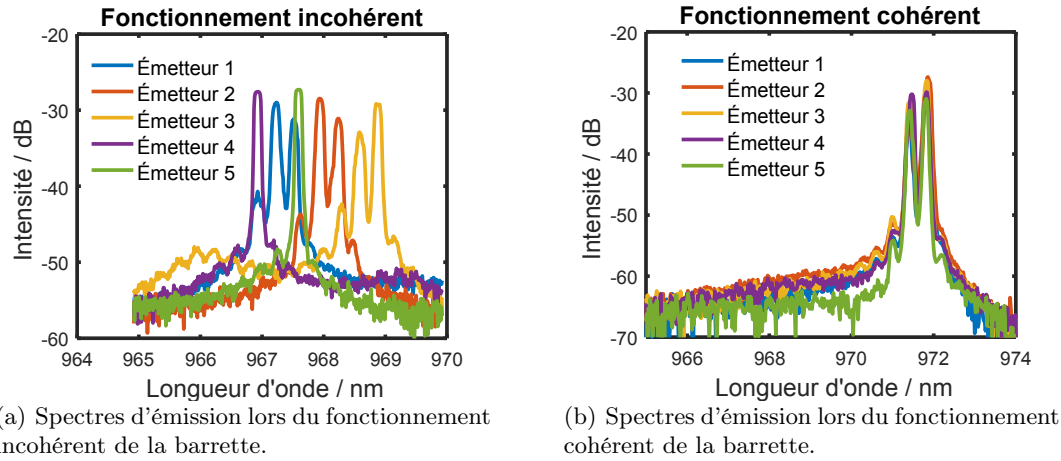


(a) Ordres diffractés par le DOE dans le cas d'un fonctionnement incohérent de la barrette.

(b) Ordres diffractés par le DOE dans le cas d'un fonctionnement cohérent de la barrette.

FIGURE IV.3: Observation par l'intermédiaire d'une caméra sur la voie de diagnostic des ordres diffractés par le DOE. L'échelle en intensité est différente dans les deux images (échelle normalisée). Dans le cas cohérent, on observe bien un maximum d'intensité dans l'ordre 0, résultant des interférences constructives des faisceaux.

ses voisins tandis qu'en fonctionnement cohérent les émetteurs présentent les mêmes composantes spectrales : leur spectre optique est verrouillé. L'allure du spectre semble témoigner d'un fonctionnement multimode longitudinal. Toutefois, un fonctionnement monomode est parfois observé et aucune analyse de spectre suffisamment rapide n'a été effectuée afin de déterminer si le fonctionnement est monomode avec des sauts rapides ou bien réellement multimode. Quoi qu'il en soit, cela n'affectera pas le processus de combinaison en face avant – c'est d'ailleurs un point classiquement observé en cavité étendue [Paboeuf 09, Huang 09, Bloom 11].



(a) Spectres d'émission lors du fonctionnement incohérent de la barrette.

(b) Spectres d'émission lors du fonctionnement cohérent de la barrette.

FIGURE IV.4: Mesure individuelle du spectre optique de chaque émetteur en sortie de cavité. On observe le verrouillage du spectre lors du fonctionnement cohérent ($I_T = 2 A$).

1.2.3 Analyse expérimentale du fonctionnement

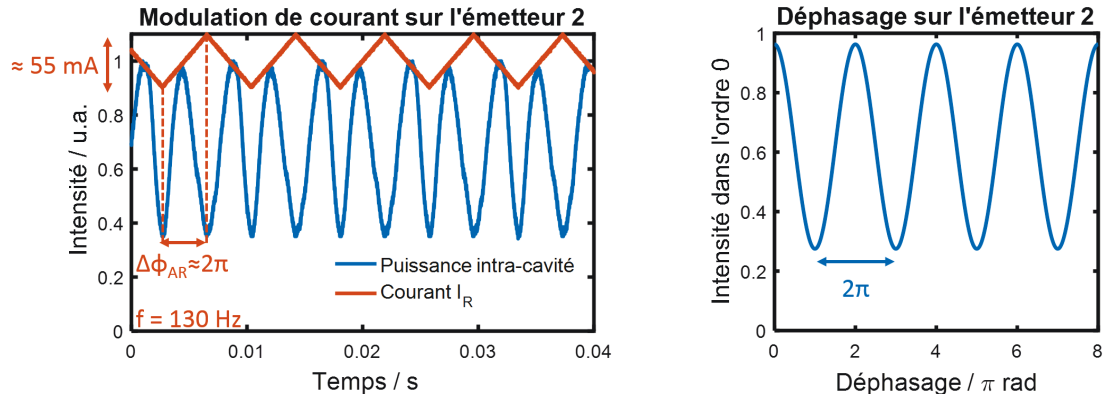
Le minimum de pertes dans la cavité étendue est obtenu lorsqu'il y a interférences constructives sur le DOE telles qu'illustrées figure IV.3(b). Ce minimum est donc atteint lorsque les phases des faisceaux incidents sur le DOE sont $\{\phi\}_{in} = (0, \pi, 0, 0, 0)$ – soit les phases des ordres de diffraction du DOE $\{\phi\}_{DOE}$. Cela implique deux choses :

- Il existe une relation de phase entre les faisceaux, autrement dit ils sont cohérents.
- Les phases relatives sont telles que $\{\phi\}_{in} = (0, \pi, 0, 0, 0)$. C'est-à-dire que les longueurs de bras $L_{1,3,4,5}$ (repérées figure IV.1) sont égales (modulo $\frac{\lambda}{2}$) pour que le déphasage

des faisceaux issus des émetteurs 1,3,4 et 5 soit nul ; et également que la longueur $L_2 = (L_{1,3,4,5} + \frac{\lambda}{4}) [\frac{\lambda}{2}]$ pour que le déphasage du faisceau issu de l'émetteur 2 soit π .

Le courant de chaque émetteur a un effet (thermique) sur sa longueur optique. Il nous est ainsi possible de modifier la longueur optique de chaque bras L_i via une modification de courant de l'émetteur i . Nous avons ainsi démontré (cf tableau II.4) qu'une modification d'environ $\Delta I_\pi \approx 55 \text{ mA}$ du courant de section droite I_R apporte une variation de phase en simple passage de π (le courant de section évasée I_T restant constant, cette modification n'impacte pas la puissance extraite). Expérimentalement, nous observons bien que les longueurs nécessitent un ajustement pour minimiser les pertes. Lorsque l'on part d'un point de fonctionnement quelconque (représenté par la figure IV.3(a)) et qu'on ajuste les courants manuellement, on tend progressivement vers le minimum de pertes (représenté par la figure IV.3(b)).

Afin d'observer le fonctionnement de la barrette plus en détail, nous avons cherché à valider quantitativement l'ajustement des longueurs optiques via le courant. Pour cela, on se place au minimum de pertes (figure IV.3(b)) ; une modulation de courant est alors appliquée à un émetteur seulement. On mesure simultanément la puissance combinée dans l'ordre 0 (équivalent à la puissance intra-cavité) par la fuite du miroir HR. Une mesure typique appliquée à l'émetteur 2 est illustrée figure IV.5(a). L'amplitude de modulation est d'environ ΔI_π , soit une modification de la phase aller-retour d'une amplitude de l'ordre de 2π . On observe comme attendu une modulation synchrone de la puissance combinée dans l'ordre 0. Le minimum de puissance combinée est obtenu pour une demi-amplitude, c'est-à-dire lorsque l'on déphase de π (aller-retour) le faisceau – effectivement il se trouve alors en opposition de phase comparé à l'état idéal $\{\phi\}_{DOE} = (0, \pi, 0, 0, 0)$.



(a) Déphasage expérimental d'un faisceau via le courant I_R .

(b) Déphasage simulé d'un faisceau.

FIGURE IV.5: (a) Modulation du courant de section droite I_R de l'émetteur 2 et mesure simultanée de la puissance combinée intra-cavité grâce à la fuite au travers du miroir HR. Le comportement quasi-sinusoïdal de la puissance reflète que la phase de l'émetteur est modifiée de manière linéaire et continue avec le courant. Les courants des sections évasées sont fixés à $I_T = 2 \text{ A}$. (b) Simulation de la puissance combinée dans l'ordre 0 issue de l'interférence de cinq faisceaux totalement cohérents sur le DOE, lorsque l'émetteur 2 est déphasé.

Mais le plus intéressant est la manière dont évolue la puissance combinée : on observe une variation continue quasi-sinusoïdale en fonction du courant. On a ainsi l'impression de "mettre en phase" de manière continue le faisceau concerné. Cela sous-entend qu'il n'y a aucun changement brutal qui serait synonyme de passage d'un état incohérent (sans interférences) à un état cohérent. L'évolution de la puissance combinée en fonction du déphasage d'un faisceau incident a été simulée, elle est représentée figure IV.5(b). Une évolution sinusoïdale de la puissance combinée n'est pas forcément instinctive à cinq émetteurs, mais c'est bien ce qui est obtenu de manière théorique. Il semble ainsi que l'on conserve la cohérence des faisceaux, la modulation de phase implique simplement une modulation des pertes de la cavité. Nous affinerons cette

analyse un peu plus loin en mesurant la cohérence en face avant (section 1.3.2). L'évolution du fonctionnement de la cavité avec le courant est ainsi complètement déterministe¹. Cette caractéristique est fondamentale, elle implique que nous sommes en mesure d'optimiser la phase accumulée dans chaque émetteur (via le courant) pour atteindre le minimum de pertes intra-cavité et ainsi un fonctionnement cohérent optimal de la barrette. Il s'agit d'une optimisation au sens strict : pour atteindre le maximum de puissance combinée, nous pouvons mesurer le gradient local de puissance en fonction du courant et optimiser les courants en conséquence.

1.2.4 Boucle d'optimisation des longueurs optiques

Nous avons ainsi développé une boucle d'optimisation de la longueur optique des bras L_i à travers la modification des courants I_R ; l'objectif est de se placer au minimum de pertes afin de trouver le fonctionnement cohérent optimal de la barrette qui permet de maximiser la puissance extraite. Pour cela, nous venons de démontrer que l'algorithme le mieux adapté est un algorithme déterministe. Nous nous basons ainsi sur l'algorithme développé précédemment dans l'étude en MOPA à deux émetteurs. Sa description détaillée (à deux éléments) est fournie chapitre III section 2.3. Pour rappel, les courants de chaque émetteur sont optimisés en série par le biais d'une mesure locale du gradient de la puissance combinée intra-cavité². Le critère d'optimisation est cette fois la maximisation de la puissance dans l'ordre central, soit la puissance combinée intra-cavité.

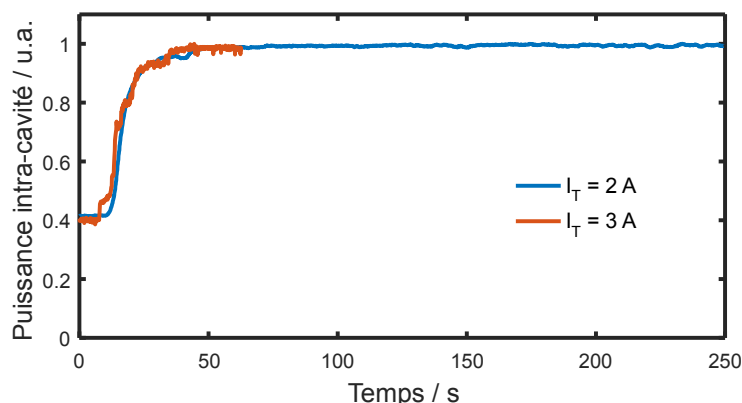


FIGURE IV.6: Mise en phase active des émetteurs lorsque la boucle est fermée. Le graphique représente la puissance intra-cavité ou puissance dans l'ordre 0 – également utilisée comme critère d'optimisation – en fonction du temps pour deux courants de section évasée. La puissance intra-cavité est normalisée à son maximum.

La figure IV.6 montre l'effet de la correction active à $I_T = 2 \text{ A}$ et 3 A avec la représentation de la puissance intra-cavité en fonction du temps en boucle fermée. En démarrant d'un point de fonctionnement quelconque, le minimum de pertes est obtenu et la puissance intra-cavité est maximisée en près de 30 s. Ce point de départ "quelconque" ne peut pas être qualifié d'incohérent. Même s'il ne s'agit pas d'un fonctionnement cohérent propre (avec verrouillage du spectre optique et très fortes interférences sur le DOE), il semble plutôt qu'il s'agit d'un fonctionnement partiellement cohérent. C'est ce qui explique que l'on est en mesure d'optimiser les longueurs petit à petit pour maximiser la puissance combinée.

1. Pour comparaison, l'évolution du fonctionnement de la cavité Michelson à deux émetteurs avec le courant ne fut pas du tout déterministe. Cela est dû au fait même de l'auto-organisation de la cavité par changement de mode longitudinal – comportement impossible ici. Ainsi, nous avons utilisé un algorithme stochastique (et non déterministe) pour maximiser la puissance combinée.

2. L'algorithme est identique à celui décrit page 132, simplement la variable i est incrémentée jusqu'à $N = 5$. Idéalement il est même préférable de garder le courant d'un émetteur fixe pour une meilleure convergence du système – cet émetteur joue alors le rôle de référence de phase, i est donc incrémenté jusqu'à $N - 1 = 4$ seulement.

1.2.5 Puissance extraite

La maximisation de la puissance intra-cavité correspond également à un maximum de puissance extraite en face avant, en sortie de cavité. La puissance extraite de la cavité, est représentée figure IV.7 lorsque la barrette est en fonctionnement cohérent optimal (minimum de pertes atteint), en comparaison avec le fonctionnement individuel et incohérent des émetteurs (résultats tirés du chapitre II, page 106, la cavité utilisée ne comprend ni DOE ni fente de filtrage). La puissance cohérente maximale atteint 12 W à $I_T = 5$ A avec un seuil proche de $I_T = 1,5$ A et une pente de 3,5 W/A.

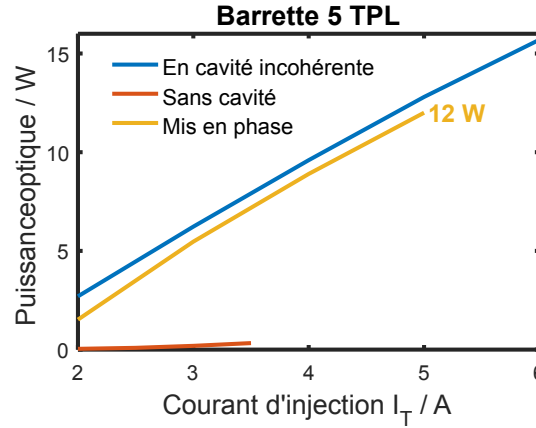


FIGURE IV.7: Puissance optique extraite de la cavité en fonctionnement cohérent en jaune ("mis en phase") comparée à la puissance extraite de la même barrette en cavité incohérente (sans DOE et sans fente), en fonction du courant de section évasée injecté dans chaque émetteur ($I_R \approx 350$ mA).

La puissance cohérente obtenue est élevée et comparable au maximum d'extraction d'une telle barrette à $I_T = 5$ A (représentée par le cas incohérent). Ce résultat montre que la cavité étendue possède de faibles pertes : très peu de puissance optique est perdue pour la mise en phase des émetteurs. Cela implique que l'efficacité électrique-optique reste très bonne en fonctionnement cohérent – $\eta_{E-O} \approx 29\%$ pour 12 W de puissance cohérente extraite contre un maximum à 31% à $I_T = 5$ A en fonctionnement incohérent.

La mesure du facteur $M_{4\sigma}^2$ a été réalisée sur les faisceaux individuels des émetteurs afin d'évaluer leur qualité spatiale. Les mesures affichent des valeurs entre 1,3 et 1,5 dans la direction horizontale. Ces valeurs révèlent une qualité de faisceau meilleure qu'un émetteur HR individuel. De plus, les mesures effectuées en fonctionnement cohérent optimal (au minimum de pertes) ainsi qu'en fonctionnement incohérent sont similaires, ce qui montre que la cavité agit comme un filtre de manière indifférenciée selon le fonctionnement de la barrette. Aucune détérioration de la qualité de faisceau (via le facteur M^2) n'est observée lorsque le courant de section évasée est augmenté.

1.2.6 Analyse des limites de la mise en phase

Il faut remarquer que la stabilité du fonctionnement cohérent est de plus en plus limitée à mesure que l'on augmente le courant I_T , à tel point qu'aucun fonctionnement cohérent n'est atteint à $I_T = 6$ A. La figure IV.8 illustre l'évolution de la puissance intra-cavité à $I_T = 5$ A en boucle fermée. On observe de courtes périodes d'optimisation, mais également de fortes discontinuités et aucune stabilisation de la puissance.

Cette mesure à fort courant ($I_T = 5$ A) témoigne d'une modification de comportement de la cavité. Si nous observons une évolution de la puissance combinée intra-cavité bien continue et quasi-sinusoïdale à faible courant (précédemment illustré figure IV.5(a)), la mesure de cette évolution à plus fort courant affiche un tout autre comportement. Celui-ci est illustré figure IV.9 à $I_T = 4$ A, avec une amplitude de modulation du courant I_R d'environ 180 mA – soit près

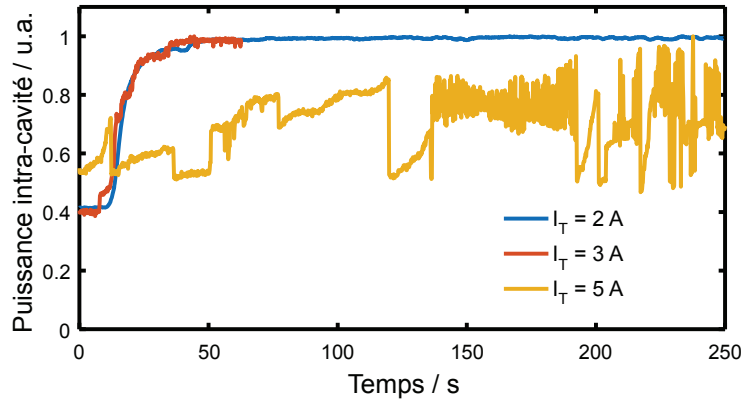


FIGURE IV.8: Mise en phase active à $I_T = 2$ et 3 A comparée à $I_T = 5$ A. Le comportement est très désordonné à fort courant si bien que le fonctionnement cohérent n'est pas stabilisé.

de $3 \times 2\pi$ aller-retour. De nouveau, la puissance combinée (intra-cavité) dans l'ordre 0 est représentée alors qu'une modulation de courant est appliquée à l'émetteur 2. Les trois périodes de 2π que nous nous attendons à observer sur une montée sont difficilement identifiables. L'évolution observée n'est plus sinusoïdale, et même plutôt chaotique : la variation de puissance en fonction du courant devient dépendante du point de départ (des variations différentes sont obtenues sur les pentes positives et négatives de la modulation de courant) – ce comportement explique que la boucle de rétro-action ne soit plus en mesure de stabiliser le fonctionnement cohérent de la barrette (figure IV.8). De plus, l'amplitude de modulation de la puissance (et donc des pertes intra-cavité) est très faible en comparaison à ce qui a été observé à $I_T = 2$ A (chute de plus de 60% précédemment contre moins de 20% ici). Cette information nous mène à penser que la proportion de puissance qui interfère est plus faible que précédemment, autrement dit la proportion de puissance cohérente. Ainsi, une première hypothèse serait qu'on se trouve face à un fonctionnement partiellement cohérent de la barrette, c'est-à-dire que l'augmentation du courant I_T implique une dégradation de la cohérence. Ceci serait à l'origine des instabilités ainsi qu'au fait qu'aucune émission cohérente n'est obtenue à $I_T = 6$ A.

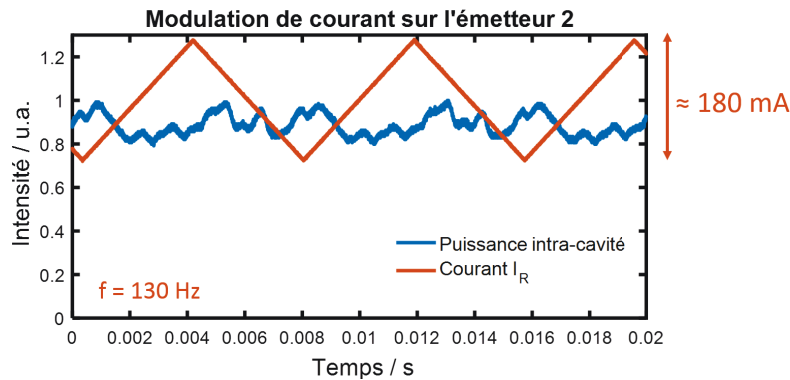


FIGURE IV.9: Modulation du courant de section droite I_R de l'émetteur 2 et mesure simultanée de la puissance intra-cavité grâce à la fuite au travers du miroir HR. Les courants de section évasée sont fixés à $I_T = 4$ A. En comparaison de la figure IV.5(a), le comportement quasi-sinusoïdal est perdu du fait de l'augmentation du courant.

Une seconde hypothèse peut également expliquer la baisse de l'amplitude de modulation de la puissance combinée lors du déphasage d'un émetteur (figure IV.9) : il s'agirait d'une chute de l'efficacité de combinaison – en particulier de l'efficacité maximale atteinte. Ainsi passer du niveau "max" au niveau "un émetteur déphasé" implique une différence de puissance plus faible. Cela sous-entend que le fonctionnement est bien cohérent, mais que l'état de phase

$\phi_{in} = (0, \pi, 0, 0, 0)$ (qui assure une très bonne efficacité) n'est plus vraiment atteint dans la cavité. Ces deux hypothèses sont en accord avec la mesure d'efficacité de combinaison intra-cavité $\eta_{in} = \frac{P_0}{P_{tot}}$ en fonction du courant I_T , lorsque l'on se place au "meilleur" minimum de pertes (atteignable) – P_0 indique la puissance combinée dans l'ordre 0 et P_{tot} la puissance diffractée dans tous les ordres. Ces mesures sont illustrées en figure IV.10 : on observe bien une chute d'efficacité intra-cavité, de 78% (à $I_T = 2 A$) jusqu'à 50% (à $I_T = 5 A$). Ceci va dans le sens d'une discrimination moindre du fonctionnement cohérent de la barrette à fort courant.

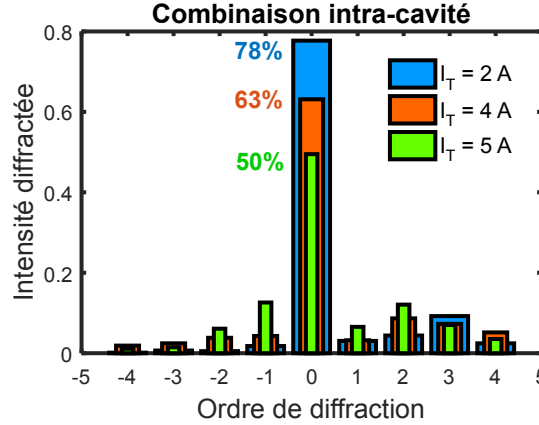


FIGURE IV.10: Répartition de puissance dans les ordres diffractés par le DOE intra-cavité à trois courants de section évasée, obtenue par la mesure effectuée sur la voie de diagnostic ($I_R \approx 350 mA$). La proportion de puissance combinée diminue en fonction du courant.

La dégradation de la discrimination du fonctionnement cohérent associée à l'augmentation des pertes à fort courant n'est pas évidente à expliquer. La difficulté de mise en phase à fort courant est classiquement observée en cavité étendue, nous l'avons d'ailleurs déjà constatée dans l'expérience à deux émetteurs en cavité Michelson (chapitre III section 1.1.2). Voici une liste non-exhaustive de facteurs susceptibles d'en être la cause :

Désalignements optiques : Avec la montée en courant, des désalignements optiques peuvent apparaître – par exemple à travers l'échauffement thermique de la barrette, qui entraînerait la dilatation de l'embase et ainsi des erreurs de pointés (diminuant le retour optique de la cavité par une dégradation de l'imagerie). La cavité a été légèrement modifiée afin d'améliorer la qualité de l'imagerie, et d'augmenter sa tolérance aux désalignements. Pour cela, une lentille cylindrique travaillant dans l'axe vertical a été ajoutée avant le miroir HR afin de focaliser également l'axe vertical sur le miroir (auparavant seul l'axe horizontal l'était, grâce au doublet D_2). Ce dispositif d'imagerie en "œil de chat" est bien plus tolérant à un désalignement du faisceau. Néanmoins cette méthode n'a apporté aucune amélioration.

Excitations d'autres modes longitudinaux : Des phénomènes parasites bien connus apparaissent dans les diodes laser avec la montée en courant, c'est le cas du *spectral hole burning* qui a tendance à permettre l'oscillation laser de modes longitudinaux supplémentaires par l'introduction de zones où le gain est peu consommé. Néanmoins ces modes longitudinaux parasites n'ont pas forcément un effet néfaste sur la combinaison intra-cavité. En effet s'ils sont partagés par tous les émetteurs, ils seront également combinés de manière efficace étant donné que le trajet optique de tous les bras est identique.

Diminution du gain : Comme nous l'avons observé à deux émetteurs, le fonctionnement cohérent implique un verrouillage du spectre de chaque émetteur. Ils vont donc émettre à la même longueur d'onde, qui est légèrement décalée spectralement par rapport au maximum de la courbe de gain (le maximum de chaque émetteur n'est pas exactement au même endroit, de plus le verrouillage du spectre est imposé dans une certaine zone

par le DOE) ; le gain peut ainsi être plus faible en fonctionnement cohérent qu'en fonctionnement incohérent. Nous avons positionné le filtre spectral constitué par le DOE justement dans la zone spectrale moyenne où les émetteurs lasent de manière naturelle à fort courant, sans contrainte, afin de limiter cet effet. Cependant, l'étalement spectral naturel de l'émission est de l'ordre de 2 nm (comme on le voit sur la figure IV.4(a)), ce qui correspond à l'écart observé entre les maxima des bandes de gain des différents émetteurs. En conséquence, la diminution du gain n'est probablement pas négligeable. Nous avons tenté – comme dans l'expérience à deux émetteurs individuels – d'introduire un réseau de diffraction afin d'introduire des pertes supplémentaires pour le fonctionnement cohérent et de forcer l'oscillation dans la région spectrale désirée. Toutefois la perte de cohérence a été à nouveau observée à fort courant.

Augmentation des perturbations : Une autre explication peut venir de l'augmentation des perturbations avec la montée en courant – perturbations thermiques, entraînant une forte accélération de la variation de phase relative des émetteurs. Cela semble tout à fait justifié, et impacte a priori uniquement le fonctionnement cohérent. En effet, le fonctionnement incohérent des émetteurs ne nécessite aucune stabilité relative : chaque émetteur "travaille" pour lui même, centré au maximum de sa courbe de gain, négligeant toute perte associée au filtre spectral que représente la cavité interférométrique. Pour s'en convaincre, des mesures supplémentaires de bruit de phase seraient nécessaires à fort courant, et le cas échéant la bande passante de la correction active devrait être adaptée. Enfin de nombreuses perturbations de la cavité ont été observées du fait de retours optiques involontaires en face avant. Même si nous avons adapté le montage afin de les minimiser, l'effet de ces retours optiques n'est toujours pas négligeable.

Citons quelques pistes d'études envisageables en vue d'améliorer la stabilité du fonctionnement cohérent :

- *Étude thermique* : améliorer l'évacuation thermique de la barrette pour limiter l'échauffement et les désalignements optiques associés (notamment au niveau de la FAC) – cela permettrait également de diminuer les variations de phase relative entre émetteur associées à un fort échauffement local.
- *Étude optique* : examiner l'utilisation possible intra-cavité de micro-lentilles dans la direction horizontale afin de réduire la divergence des faisceaux et de diminuer les aberrations optiques introduites par l'utilisation de doublets très ouverts, afin de limiter les pertes.
- *Étude théorique des pertes intra-cavité* : approfondir l'étude de la réflectivité effective de la cavité étendue comme nous l'avons démarrée (chapitre II section 2.2.2) en utilisant le modèle numérique afin d'obtenir une description plus fidèle du montage expérimental. Cela permettrait par exemple d'étudier l'effet du décalage vertical des émetteurs (*smile*) sur la réflectivité effective de la cavité. Si l'effet est important, des solutions optiques existent pour le supprimer via l'utilisation de lames de phase passives spécialement conçues [Paboeuf 11].

Même si la stabilité du fonctionnement cohérent est limitée, ces résultats sont encourageants, ils montrent qu'une forte puissance optique peut être obtenue d'une telle cavité tout en assurant la mise en phase. Cinq faisceaux sont obtenus en sortie de cavité, il nous reste maintenant à réaliser l'étape de superposition cohérente en un unique faisceau laser.

1.3 Superposition cohérente

Une fois la mise en phase des émetteurs obtenue, les cinq faisceaux laser issus de la barrette sont cohérents et partagent une relation de phase stable. L'étape de superposition cohérente consiste alors à combiner ces cinq faisceaux en un ; nous utilisons pour cela la même méthode qu'au sein de la cavité, par l'intermédiaire d'un DOE.

1.3.1 Montage expérimental

La figure IV.11 illustre le montage expérimental complet où l'on distingue la partie mise en phase sur l'arrière de la barrette et la partie superposition cohérente sur l'avant. De nouveau, un DOE est utilisé pour combiner les cinq faisceaux laser en un. Ce DOE à profil continu est identique à celui utilisé intra-cavité. En ce qui concerne la collimation des faisceaux, nous utilisons ici la même stratégie qu'en face arrière : une lentille cylindrique FAC est utilisée pour la collimation de l'axe vertical et un doublet D_3 de distance focale $f_3 = 80 \text{ mm}$ est utilisé pour collimer l'axe horizontal, tout en appliquant les angles d'incidence désirés pour une combinaison efficace sur le DOE (suivant l'équation des réseaux IV.1).

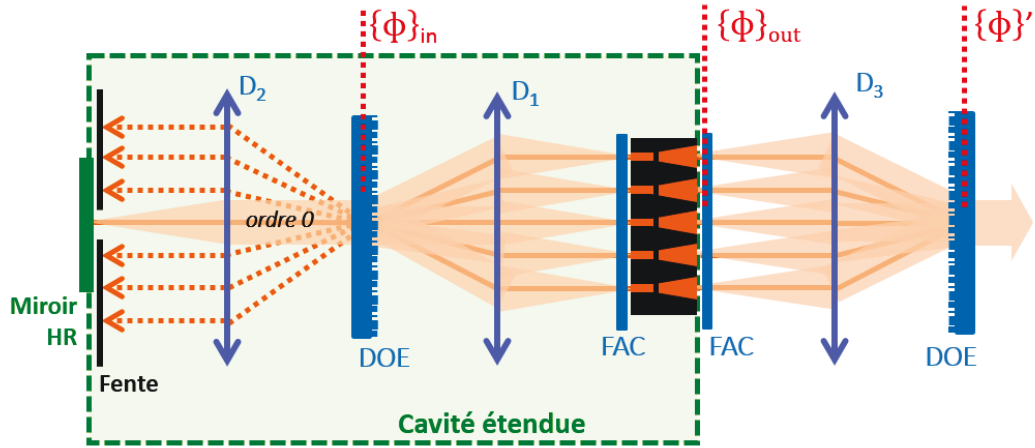


FIGURE IV.11: Schéma expérimental complet avec l'étape de mise en phase et l'étape de superposition cohérente. $D_{1,2,3}$: doublet $f = 80 \text{ mm}$; DOE : réseau de phase à profil continu ; FAC : lentille cylindrique de collimation commune des émetteurs dans l'axe vertical. La direction horizontale transverse est dans le plan de la figure. On repère les différents états de phase utilisés dans le texte, définis tel que : $\{\phi\} = (\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4, \phi_5)$ où ϕ_i est la phase du faisceau issu de l'émetteur i à l'endroit repéré.

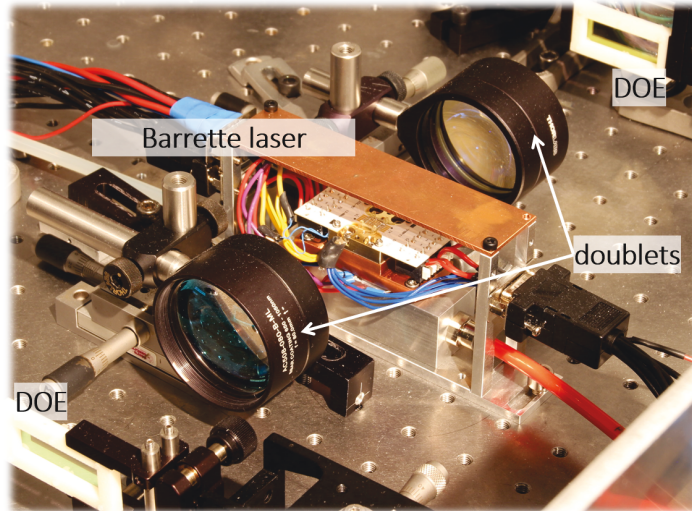


FIGURE IV.12: Photographie du centre du montage expérimental. On distingue la barrette d'émetteurs, les deux doublets $D_{1,2}$ ainsi que les deux DOE.

Une voie de diagnostic est mise en place après le DOE où la grande majorité des ordres diffractés par le DOE peuvent être observés (par caméra, analyseur de spectre, ...). Sur le trajet principal, une fente permet de sélectionner uniquement l'ordre central sur l'axe dans lequel on souhaite maximiser la puissance optique. La relation de phase entre les cinq faisceaux au

niveau du DOE est un paramètre crucial pour maximiser l'efficacité de combinaison dans l'ordre central. Comme nous l'avons évoqué à plusieurs reprises, les faisceaux doivent se trouver dans l'état de phase $\{\phi\}' = (0, \pi, 0, 0, 0)$ pour assurer une combinaison efficace. Par construction, les longueurs optiques en sortie de cavité – depuis la face avant des émetteurs jusqu'au DOE – sont identiques ; on a donc $\{\phi\}' = \{\phi\}_{out}$ (à une constante près, commune à tous les faisceaux ; la position de ces états de phase est repérée sur la figure IV.11). La relation de phase en sortie de cavité ($\{\phi\}_{out}$) est donc un paramètre essentiel.

1.3.2 Relation de phase en face avant

Afin de caractériser la relation de phase $\{\phi\}_{out}$, nous avons cherché à la mesurer expérimentalement en considérant deux émetteurs à la fois lorsque la cavité est sur un fonctionnement cohérent optimal, avec un minimum de pertes intra-cavité. Pour cela, on sélectionne en face avant uniquement les faisceaux issus de deux émetteurs afin d'enregistrer leur interférogramme. Un tel profil d'interférences entre les émetteurs 1 et 2 est illustré figure IV.13 (haut) dans ces conditions. La mesure simultanée de l'efficacité de combinaison intra-cavité¹ η_{in} nous donne accès aux pertes de la cavité (cette mesure est reportée sur le profil associé). Ce type de profil nous donne alors accès à plusieurs informations : comme au chapitre III (section 1.1.2), la visibilité du profil d'interférences de deux émetteurs est directement une estimation basse de leur cohérence mutuelle (notée $|g_{12}|$), d'autre part la position des franges étant directement proportionnelle à leur différence de phase, ce profil nous procure une référence de phase – arbitrairement choisie à $\Delta\phi_{out,12} = 0$.

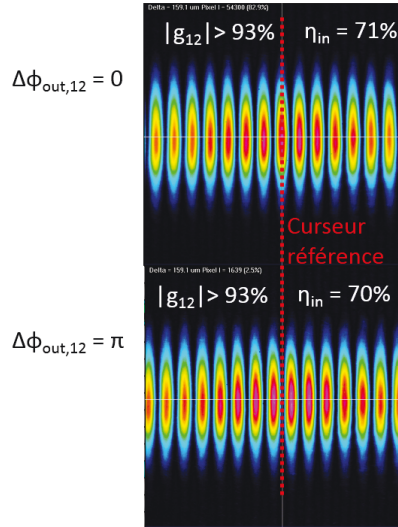


FIGURE IV.13: Interférences entre deux émetteurs (1 et 2) en fonction du déphasage appliqué à l'un par une modification du courant de section droite I_R . Les autres émetteurs sont optimisés pour un fonctionnement au minimum de pertes intra-cavité, leurs faisceaux sont simplement bloqués en sortie de cavité. η_{in} : efficacité de combinaison intra-cavité ; $|g_{12}|$: degré de cohérence entre les émetteurs 1 et 2 ; $\Delta\phi_{out,12} = \phi_{out,2} - \phi_{out,1}$: différence de phase appliquée via la modification de I_R .

Grâce à cette référence de phase et à la mesure du décalage des franges, nous sommes maintenant capables d'observer l'évolution de la relation de phase $\Delta\phi_{out,12}$ entre les émetteurs 1 et 2. En particulier, nous avons précédemment observé qu'ajouter ΔI_π sur un émetteur permet de retrouver un fonctionnement avec un minimum de pertes (figure IV.5(a)). Observons alors l'effet de cette variation de courant sur la phase en sortie de cavité : la figure IV.13 (bas) illustre le nouveau profil d'interférences obtenu une fois ΔI_π appliqué à un des deux émetteurs et le minimum de pertes retrouvé. Le degré de cohérence $|g_{12}|$ est toujours très élevé et on observe un

1. L'efficacité de combinaison intra-cavité est définie comme $\eta_{in} = \frac{P_0}{P_{tot}}$ où P_0 indique la puissance combinée dans l'ordre 0 et P_{tot} la puissance diffractée dans tous les ordres.

décalage du système de franges d'un demi-interfrange par rapport à notre référence : la relation de phase est donc $\Delta\phi_{out,12} = \pi$ (ce comportement, mis en évidence ici avec les émetteurs 1 et 2, est valable pour tous les émetteurs). Autrement dit, nous sommes capables d'ajouter une phase de π en sortie de cavité sur un émetteur en particulier, tout en retrouvant le fonctionnement cohérent optimal de la barrette sur un minimum de pertes intra-cavité. Cela implique deux choses, intrinsèquement liées :

- Nous sommes en mesure de modifier la phase en sortie de cavité en ajoutant des déphasages de π (via le courant) sur n'importe quel émetteur, tout en assurant le fonctionnement de la barrette sur un minimum de pertes intra-cavité.
- Le fonctionnement sur un minimum de pertes implique que la phase en face avant est connue à π près. En d'autres termes, chaque fonctionnement sur un minimum de pertes peut procurer un état de phase $\{\phi\}_{out}$ différent, où des déphasages de π se sont insérés :

$$\text{Si } \{\phi\}_{in} \approx \begin{pmatrix} 0 \\ \pi \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \text{alors } \{\phi\}_{out} = \{\phi\}_{in} + \pi \begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \\ m_3 \\ m_4 \\ m_5 \end{pmatrix}, \quad (\text{IV.2})$$

où m_i est un entier positif. Le fait que la relation de phase soit connue à π près en sortie de cavité a déjà été montré¹ dans l'expérience à deux émetteurs en cavité Michelson, section 1.2.4 du chapitre III.

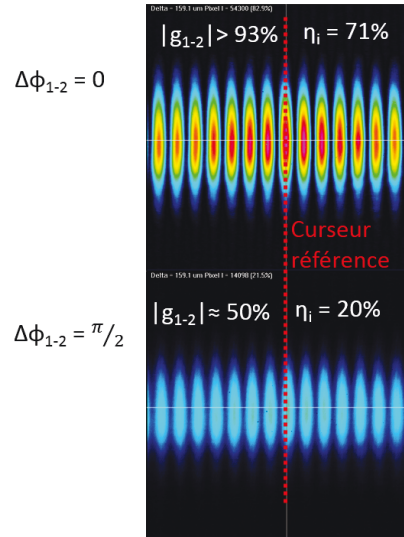


FIGURE IV.14: Interférences entre deux émetteurs (1 et 2) en fonction du déphasage appliqué à l'un par une modification du courant de section droite I_R . Les autres émetteurs sont optimisés pour un fonctionnement au minimum de pertes intra-cavité.

À la vue de la figure IV.5(a) – analysée dans la section précédente (modulation continue quasi-sinusoïdale des pertes intra-cavité avec le courant I_R) –, on peut se demander s'il est possible de modifier la phase en face avant de manière quelconque et continue. C'est-à-dire varier la phase tout en conservant le fonctionnement cohérent de la barrette même sans être au minimum de pertes intra-cavité. Un test expérimental a été effectué à cet égard : en gardant la référence de phase précédente grâce aux profil d'interférences des deux émetteurs (figure IV.13,

1. Le comportement entre la cavité à $N = 2$ et la cavité à DOE possède toutefois une différence majeure. Dans la cavité Michelson, le minimum de pertes est *toujours* obtenu du fait de l'auto-organisation de la cavité ; la relation de phase en face avant est donc toujours connue à π près. Ici, il n'y a aucune auto-organisation et nous nous plaçons au minimum de pertes $\{\phi\}_{in} = (0, \pi, 0, 0, 0)$ grâce à la boucle de rétroaction ; la relation IV.2 n'est valable que dans ce cas.

haut), on applique une variation de courant de $\frac{1}{2}\Delta I_\pi$ sur un des deux émetteurs – on se place alors au maximum de pertes : η_{in} chute à 20%. Le profil d'interférences observé est illustré figure IV.14 (bas). Le curseur se trouve maintenant à flanc de frange : le déphasage appliqué est bien $\Delta\phi_{out,12} = \frac{\pi}{2}$ – la phase est modifiée de manière proportionnelle (et continue) à la variation de courant appliquée. Cependant, on observe que la visibilité du profil a chuté : le degré de cohérence est désormais de l'ordre de 50%. Ainsi tenter de modifier la phase en augmentant les pertes de la cavité apporte une dégradation de la cohérence mutuelle des émetteurs. Ces mesures affinent notre analyse précédente, section 1.2.3 : malgré l'évolution continue de la puissance combinée (figure IV.5(a)), la cohérence ne reste pas totale. Expérimentalement, un seuil est observé au-delà duquel la cohérence commence effectivement à se dégrader. Il y a donc une petite plage de variation où modifier la phase n'influe pas sur la cohérence des émetteurs et où les pertes introduites intra-cavité restent acceptables. Toutefois, ce seuil est très difficile à évaluer : il est différent suivant l'émetteur concerné et modifié selon le niveau de pertes intra-cavité. Pour assurer une combinaison efficace, nous devons nous positionner à un point de fonctionnement apportant le minimum de pertes intra-cavité ; c'est la seule garantie d'obtenir une cohérence mutuelle forte entre émetteurs.

1.3.3 Contrôle de la phase pour la combinaison cohérente

Nous avons ainsi montré que lors du fonctionnement cohérent optimal (au minimum de pertes intra-cavité), la relation de phase en face avant n'est pas forcément $\{\phi\}_{out} = (0, \pi, 0, 0, 0)$ – relation qui maximiserait la combinaison sur le DOE en face avant. Cependant, nous sommes en mesure de la modifier en ajoutant ΔI_π sur les courants de section droite I_R afin de permettre une combinaison efficace.

Par ailleurs, la modification de la relation de phase en face avant nous permet également de sélectionner deux états de phase $\{\phi\}_{out}$ très distinctifs : il s'agit de l'état "en phase" $\{\phi\}_{out} = (0, 0, 0, 0, 0)$ et "en opposition de phase" $\{\phi\}_{out} = (0, \pi, 0, \pi, 0)$. Ces états de phase fournissent des profils d'interférences bien particuliers, illustrés figure IV.15. Ces profils correspondent à l'interférence théorique de cinq ondes en phase et nous permettent ainsi une caractérisation plus approfondie de la cohérence mutuelle des émetteurs [Hecht 05]. Par exemple, la finesse du profil – rapport entre l'interfrange et la largeur à mi-hauteur d'un pic – permet d'estimer le nombre d'émetteurs qui participent aux interférences, et ainsi de valider le fait que tous les émetteurs de la barrette sont cohérents ; en effet, on mesure une finesse de 5. Comme nous l'avons évoqué dans le deuxième chapitre (section 1.3 page 60), la visibilité d'un tel profil d'interférences permet d'évaluer la qualité de la cohérence mutuelle des émetteurs. Même si à cinq émetteurs aucune évaluation quantitative rigoureuse n'est possible directement, on peut affirmer que la cohérence mutuelle est bonne – la visibilité est meilleure que 92%. Ces mesures nous donnent finalement une validation supplémentaire de la qualité de la mise en phase réalisée par la cavité étendue en face arrière.

Afin de nous assurer du bon contrôle des phases en face avant, nous avons testé la diffraction par le réseau de phase de différents états $\{\phi\}' = \{\phi\}_{out}$ appliqués manuellement (par modification de I_R de $\pm \Delta I_\pi$). La diffraction théorique de ces états étant très facile à simuler, nous pouvons alors comparer les résultats expérimentaux aux résultats simulés. Nous avons ainsi mesuré expérimentalement la répartition de puissance selon les ordres diffractés pour trois états de phase en particulier : l'état en phase $\{\phi\}' = (0, 0, 0, 0, 0)$, l'état en opposition de phase $\{\phi\}' = (0, \pi, 0, \pi, 0)$ et l'état idéal $\{\phi\}' = (0, \pi, 0, 0, 0)$ – ces résultats sont illustrés figures IV.16 et IV.17. On observe un bon accord entre les mesures expérimentales et les simulations, ce qui confirme que nous sommes en mesure de choisir $\{\phi\}' = \{\phi\}_{DOE} = (0, \pi, 0, 0, 0)$ afin de maximiser l'efficacité de combinaison.

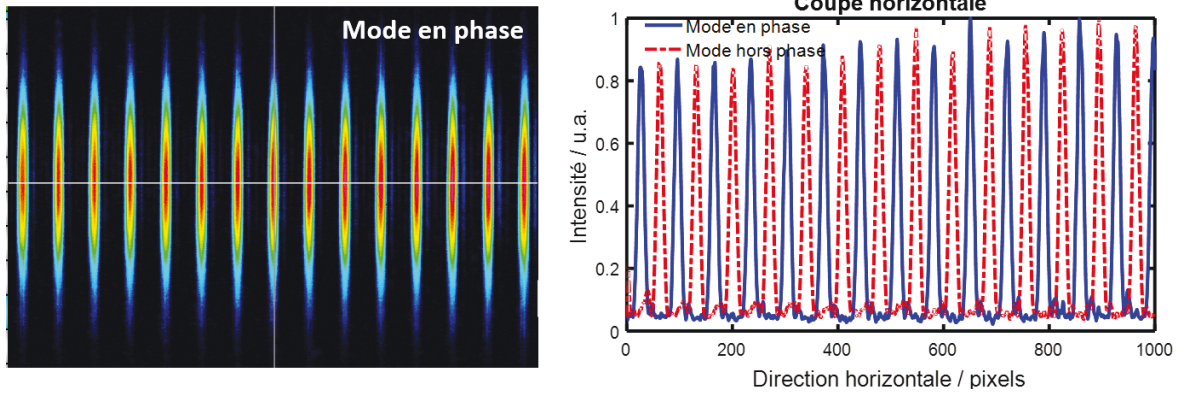


FIGURE IV.15: Observation du profil d'interférences en champ lointain (en face avant) de la barrette lorsque les émetteurs sont tous en phase (à gauche) avec $I_T = 2 A$. Coupe horizontale du profil à droite, en comparaison avec le fonctionnement en opposition de phase des émetteurs dont les pics d'interférences sont décalés d'un demi-interfrange.

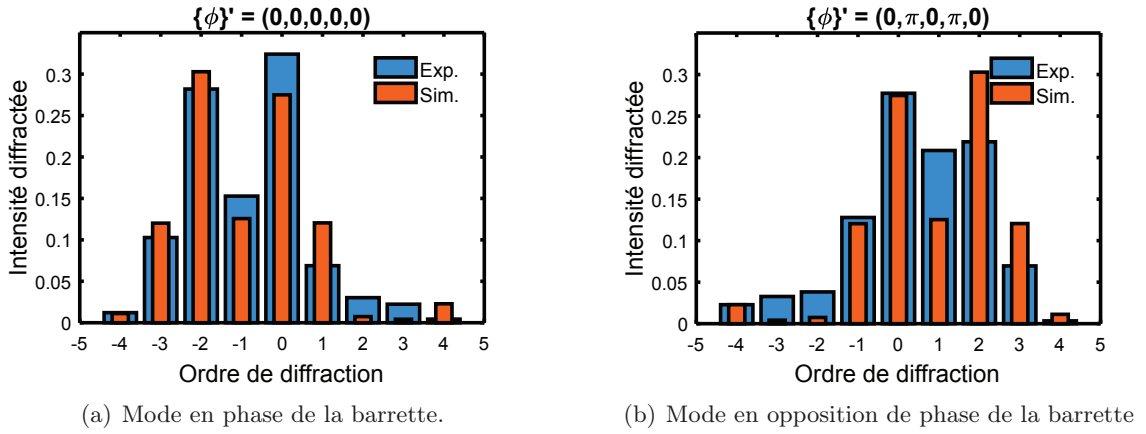


FIGURE IV.16: Diffraction par le DOE en sortie de cavité, selon différents états de phase de la barrette. Les résultats expérimentaux ("Exp.") sont comparés aux simulations ("Sim.").

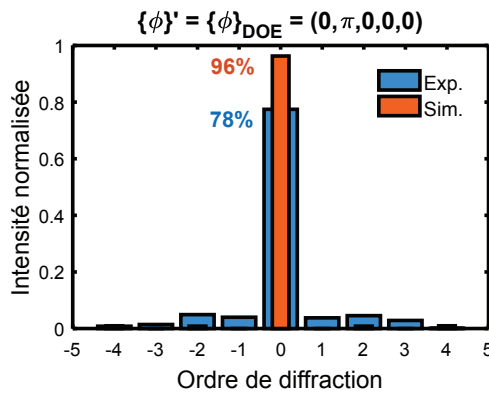


FIGURE IV.17: Diffraction par le DOE en sortie de cavité avec l'état de phase qui maximise la combinaison dans l'ordre central. L'efficacité de combinaison expérimentale atteint 78% ($I_T = 2 A$), contre 96% théoriques lorsque tous les faisceaux sont de puissances égales.

1.3.4 Caractérisation du faisceau combiné

Puissance et efficacité. La puissance combinée représente la puissance diffractée dans l'ordre 0 après interférence des cinq faisceaux issus de la cavité sur le DOE. Elle est représentée figure IV.18 avec l'efficacité de combinaison associée, en fonction du courant de section

évasée injecté dans chaque émetteur. Le fonctionnement cohérent optimal affichant le minimum de pertes est atteint après optimisation des courants I_R autour de 350 mA – comme décrit plus haut en section 1.2.4. L'état de phase $\{\phi\}' = \{\phi\}_{DOE}$ est ensuite appliqué par modification adéquate des courants I_R , de $\pm \Delta I_\pi$. Enfin, chaque point de mesure (figure IV.18) est atteint après ré-optimisation des courants I_R : on assure ainsi le fonctionnement cohérent de la barrette dans un minimum de pertes intra-cavité *avec* le bon état de phase en face avant. L'efficacité de combinaison atteint 78% à $I_T = 2\text{ A}$ et diminue progressivement jusqu'à 62% à $I_T = 5\text{ A}$ où la puissance combinée dans l'ordre central est de $7,5\text{ W}$. Cette baisse d'efficacité semble directement liée aux instabilités du fonctionnement cohérent observé à fort courant – nous y reviendrons un peu plus loin.

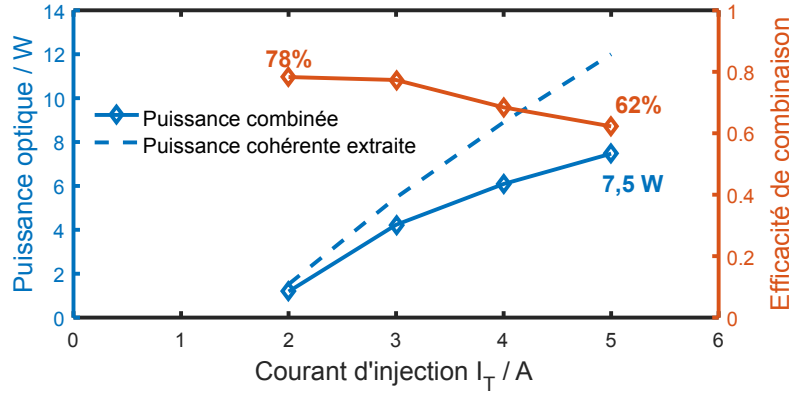


FIGURE IV.18: Puissance combinée en sortie de cavité en fonction du courant de section évasée dans chaque émetteur, avec l'efficacité de combinaison correspondante. La puissance cohérente extraite correspond à la puissance émise par la barrette lors de son fonctionnement cohérent avec un minimum de pertes intra-cavité (déjà représentée figure IV.7).

Qualité spatiale. Afin de calculer la luminance en sortie de système, c'est-à-dire celle du faisceau combiné, la qualité du faisceau derrière le DOE a été mesurée à travers le calcul du facteur $M_{4\sigma}^2$. Les mesures affichent un facteur $M_{4\sigma}^2$ inférieur à 1,4 dans la direction horizontale et inférieur à 1,2 dans la direction verticale pour les courants $I_T = 2, 3$ et 4 A – la mesure à $I_T = 4\text{ A}$ est illustrée figure IV.19. Du fait des instabilités à fort courant, aucune mesure convenable n'a pu être réalisée au courant $I_T = 5\text{ A}$. Finalement, aucune dégradation de la qualité de faisceau n'est observée avec la montée en courant – caractéristique toujours observée avec des émetteurs individuels HR. La cavité semble ainsi avoir pour effet de maintenir le contenu modal (transverse) d'ordre élevé à un niveau bas. La figure IV.20 illustre le profil du faisceau combiné aux courants d'injection $I_T = 3$ et 4 A .

Finalement, la luminance en sortie de système atteint près de $370\text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ à $I_T = 4\text{ A}$, et si l'on fait l'hypothèse que la qualité de faisceau n'est pas non plus dégradée à $I_T = 5\text{ A}$, la luminance atteindrait $460\text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$. Pour comparaison, la luminance d'un émetteur individuel atteint $300\text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ (avec un peu plus de 3 W limités par diffraction à $I_T = 6\text{ A}$). Le facteur d'amélioration après combinaison de cinq émetteurs est bien en dessous du facteur 5 idéal. Plusieurs explications peuvent être apportées : d'une part, nous ne travaillons pas au courant maximal possible, l'extraction de puissance est donc limitée ; d'autre part l'efficacité de combinaison montre que les pertes ne sont pas négligeables en sortie de cavité – nous revenons sur ces deux points dans le paragraphe suivant. Un autre facteur entre également en jeu : la qualité spatiale mesurée dans la direction verticale ($M_{4\sigma}^2 < 1,2$) n'affiche pas la valeur d'un faisceau limité par diffraction. Une imprécision de mesure est envisageable, d'autant plus que la dimension verticale du guide dans le milieu semi-conducteur n'autorise a priori que le mode fondamental. Toutefois il peut s'agir également de déformations introduites

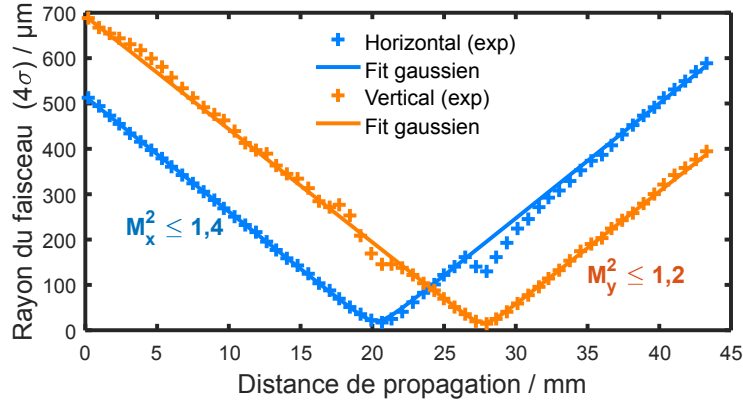


FIGURE IV.19: Mesures de rayon du faisceau combiné ($I_T = 4$ A) au cours de sa propagation, utilisées pour la mesure du facteur M^2 . Les "rebonds" observés sont des erreurs de mesures liées à la focalisation du faisceau dans l'autre direction.

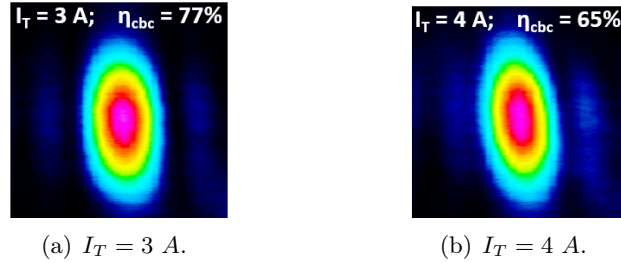


FIGURE IV.20: Images du faisceau combiné pour deux valeurs de I_T . Il s'agit d'une mesure au col du faisceau dans la direction horizontale permettant d'observer la présence de rebonds secondaires, témoins d'un léger contenu modal d'ordre élevé. Les valeurs d'efficacité de combinaison correspondantes sont indiquées sur les images (η_{cbc}).

par la lentille de collimation (FAC).

Facteurs limitant l'efficacité de combinaison. Certains facteurs limitent l'efficacité du processus de combinaison, aussi bien à faible qu'à fort courant injecté. Comme dans l'expérience à deux émetteurs (voir section 1.2.2 page 120), nous travaillons ici avec des faisceaux proches de la limite de diffraction mais dont le contenu modal transverse n'est pas uniquement composé du mode fondamental. Or, nous sommes capables de combiner avec une grande efficacité uniquement le mode transverse fondamental. Les différences des profils spatiaux (en intensité et en phase) n'ont pas été quantifiées ici, mais en se basant sur l'expérience à deux émetteurs, nous pouvons affirmer qu'une grande partie des limitations de l'efficacité y est vraisemblablement associée – l'efficacité maximale associée a été évaluée à $\approx 90\%$ dans l'expérience à deux émetteurs (cf tableau III.1).

Un autre facteur limitant est la proportion de puissance incohérente : la visibilité (cf figure IV.13) est dans ce cas mesurée à 93% dans les profils d'interférences des émetteurs de la barrette deux à deux. On lui associe alors une baisse d'efficacité de l'ordre de 7% du fait d'une part incohérente de la puissance extraite.

D'autre part, le doublet D_3 travaille à grand champ : les émetteurs extrêmes de la barrette se situent à 2 mm de l'axe optique – et les optiques travaillant à fort champ sont bien connues pour introduire des aberrations. Même si le doublet a été choisi pour limiter cet effet, nous avons estimé qu'une différence de chemin optique de près de $\frac{\lambda}{10}$ est appliquée aux émetteurs extrêmes, du fait de l'astigmatisme du doublet. Cette différence implique une phase relative supplémentaire par rapport à l'état de phase obtenu en sortie de cavité ($\{\phi\}'$ n'est plus tout à fait égal à $\{\phi\}_{out}$) : la baisse d'efficacité de combinaison associée est évaluée à 4%.

Le cumul de tous ces facteurs expliquent selon toute apparence la limitation de l'efficacité de combinaison à un maximum de près de 80% – un récapitulatif de ces différents facteurs est fourni tableau IV.1.

Effet	Efficacité	Méthode de mesure
Contenu modal > 1	$\approx 90\%$	Estimation à $N = 2$ en cavité Michelson
Astigmatisme du doublet D_3	96%	Simulation de tracé de rayons
Efficacité du DOE	98%	Test expérimental (cf Fig. II.39(b))
Proportion cohérente	$> 93\%$	Visibilité en champ lointain deux à deux
Total calculé	79%	
Expérience	62% – 78%	

TABLEAU IV.1: Contributions à la baisse d'efficacité de combinaison en face avant par DOE, et méthode de mesure associée. La différence résiduelle entre maximum et minimum expérimental est associée à l'application d'un état de phase $\{\phi\}_{out}$ différent de l'état idéal $\{\phi\}_{DOE} = (0, \pi, 0, 0, 0)$; dans ce cas l'efficacité du DOE chute rapidement.

De plus, nous avons remarqué que l'efficacité de combinaison passe de 78% à bas courant ($I_T = 2 \text{ A}$) à 62% au courant maximal de fonctionnement de la cavité ($I_T = 5 \text{ A}$, cf figure IV.18). Cette chute d'efficacité de combinaison est directement liée aux instabilités du fonctionnement cohérent de la barrette déjà mentionnées plus tôt. En effet, il devient alors très difficile de choisir le bon état de phase en sortie de cavité pour maximiser la combinaison. La chute de l'efficacité est donc associée à des erreurs de phases relatives entre les émetteurs, qui diminuent la puissance effectivement combinée dans l'ordre central – l'état idéal $\{\phi\}' = \{\phi\}_{DOE}$ n'est pas vraiment obtenu.

1.3.5 Stabilisation de la puissance combinée

La stabilité temporelle du fonctionnement cohérent *et* de la puissance combinée sont excellentes à courant d'injection limité ($I_T \leq 4 \text{ A}$). Celle-ci est illustrée par la figure IV.21, où la puissance combinée est représentée en fonction du temps (pour $I_T = 3 \text{ A}$) sur une plage de deux heures. La boucle de correction active est allumée au départ afin de trouver le bon point de fonctionnement; celle-ci est ensuite éteinte pour tout le reste de la mesure. La variation de puissance résiduelle est inférieure à 1% RMS de la puissance moyenne; si on se réfère aux études menées dans le chapitre II section 3.3.2 (figure II.34(b)), cela implique que la variation de phase relative entre les cinq faisceaux incidents sur le DOE est $\sigma_\phi \leq 0,1 \text{ rad}$, soit inférieure à $\frac{\lambda}{30}$. Ce niveau de variation remarquablement bas semble être associé au fait que l'on travaille ici avec une barrette de diodes, la majorité des fluctuations de phase est ainsi partagée par tous les émetteurs.

Comme nous l'avons montré figure IV.8, la stabilité du fonctionnement à courant plus fort n'est pas du tout assurée; ce comportement ne permet évidemment pas d'obtenir une puissance combinée stable. Ces instabilités très fortes lorsque la puissance combinée est typiquement supérieure à 6 W ($I_T = 4 \text{ A}$) rendent le système peu fiable en vue de son intégration.

Cette expérience en cavité pour la mise en phase de la barrette nous a permis d'étendre la combinaison cohérente à cinq émetteurs évasés. Elle constitue un record en terme de puissance combinée dans un faisceau unique par cavité étendue. Nous apporterons une synthèse plus

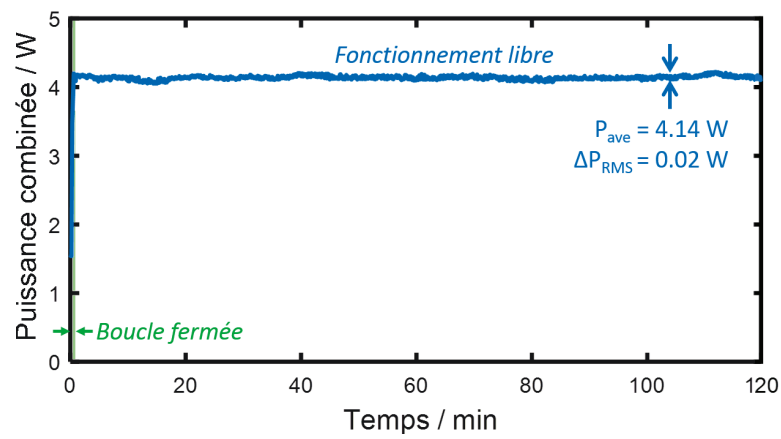


FIGURE IV.21: Évolution temporelle de la puissance combinée. La boucle de rétroaction est fermée dans la première minute afin de mettre en phase la barrette, puis ouverte dans tout le reste de la mesure (fonctionnement libre). Les courants de section évasée sont de $I_T = 3 \text{ A}$ et $I_{R,moy} \approx 350 \text{ mA}$.

complète de cette expérience une fois les deux sections suivantes abordées, qui constituent une expérience supplémentaire en cavité étendue ainsi qu'une expérience en amplification de la combinaison cohérente d'une barrette de diodes.

2 Verrouillage de phase par cavité Talbot

Nous analysons dans cette section l'expérience de combinaison cohérente d'une barrette de $N = 10$ émetteurs à section droite en employant une cavité étendue de type Talbot pour leur mise en phase. Nous rappelons brièvement le principe général de l'architecture et découpons l'analyse comme dans les expériences précédentes, suivant deux sections : la mise en phase de la barrette ainsi que la superposition cohérente des faisceaux en sortie de cavité. Cette mise en œuvre expérimentale a été réalisée grâce à l'aide précieuse de Sylvie Janicot, ingénieure au laboratoire.

2.1 Principe général

Le schéma de principe de l'architecture est représenté figure IV.22. L'expérience est appliquée à une barrette de $N = 10$ émetteurs monomodes à section droite (RWG), précédemment détaillée dans le chapitre II section 4.3 – jusqu'à 2 W optiques peuvent être extraits d'une telle barrette. Rappelons que le pas de la barrette est de $p = 120 \mu m$. La cavité étendue tire profit de l'effet d'auto-imagerie en champ proche Talbot, ce dernier a été décrit en détail dans le chapitre I (section 2.3.3) et l'analyse théorique d'une telle cavité a été fournie dans le chapitre II (sections 2.2.3 et 2.3.2). Rappelons les principaux résultats : par effet Talbot, la cavité procure un retour optique maximal lorsque les émetteurs de la barrette sont cohérents et en phase. La réflectivité effective d'une telle cavité est toutefois assez faible, de l'ordre de 6%. Un des avantages de cette cavité étendue est que dans notre configuration (à faible facteur de remplissage) elle ne permet l'oscillation que d'un seul super-mode. De plus, l'application d'un angle bien défini au miroir de fond de cavité permet de sélectionner le mode en phase. Une fois la mise en phase de la barrette réalisée, la superposition cohérente des faisceaux en sortie de cavité est prévue par l'intermédiaire d'un réseau de phase continu (conçu et détaillé dans le chapitre II figure II.28).

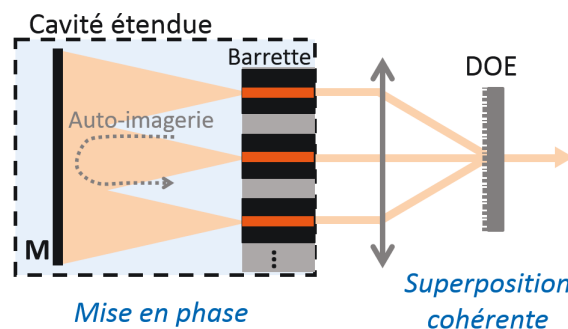


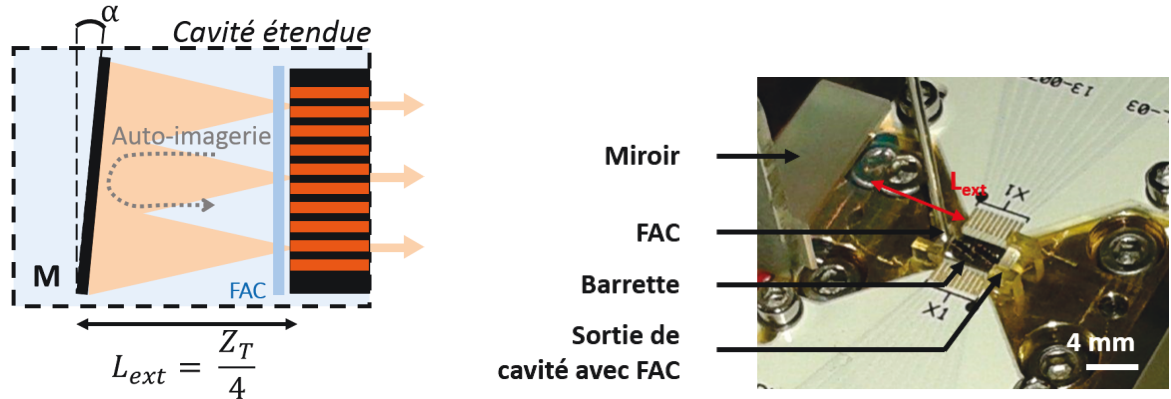
FIGURE IV.22: Schéma de principe du montage expérimental avec l'étape de mise en phase des émetteurs en cavité étendue de type Talbot en face arrière et la superposition cohérente des faisceaux en sortie de cavité par l'utilisation d'un DOE.

On rappelle également que le comportement "auto-organisé" d'une telle cavité n'est pas permis, nous aurons ainsi besoin de rétroagir sur les courants des émetteurs afin de minimiser les pertes et d'autoriser le fonctionnement cohérent de la barrette.

Malheureusement, dès les premières caractérisations de cette barrette, un des émetteurs extrêmes a fait défaut : nous veillerons à préciser dans la suite le nombre d'émetteurs opérationnels, ce nombre est quoi qu'il en soit borné à $N = 9$. Toutefois, étant donné qu'il est question d'un émetteur du "bord", la mise en phase de la barrette ne devrait pas être affectée : il s'agit simplement d'une barrette de neuf émetteurs au lieu de dix.

2.2 Mise en phase

Le montage expérimental détaillé de la cavité étendue construite sur la face arrière des émetteurs est illustré figure IV.23. Ce montage est relativement simple, composé uniquement d'une lentille cylindrique FAC – préalablement positionnée pour la collimation de l'axe vertical – et d'un miroir HR. La face arrière du miroir a été polie afin de permettre une voie supplémentaire de diagnostic pour mesurer la puissance intra-cavité ou encore pour ré-imager la face arrière des émetteurs. Ce miroir est positionné grâce à une monture spécialement conçue qui permet en particulier de modifier finement sa distance à la barrette ainsi que son angle α . Cette cavité étendue est très compacte, sa longueur est $L_{ext} = \frac{Z_T}{4} \approx 7 \text{ mm}$. La face avant des émetteurs constitue ainsi la sortie de cavité où une lentille FAC est également positionnée afin de collimer les faisceaux dans la direction verticale.



(a) Schéma du montage optique de la cavité.

(b) Photographie de la cavité étendue.

FIGURE IV.23: Schéma détaillé de la cavité étendue Talbot pour la mise en phase (a) et photographie (b). FAC : lentille cylindrique pour la collimation des faisceaux dans la direction verticale ; la direction horizontale transverse se situe dans le plan de la figure ; $Z_T = \frac{2p^2}{\lambda}$: distance Talbot avec p le pas de la barrette ; M : miroir HR ; $\alpha = \frac{\lambda}{2p}$: angle d'inclinaison du miroir.

2.2.1 Verrouillage de phase

Une fois la cavité étendue bien alignée à travers la position du miroir HR, on observe l'émission laser des émetteurs de la barrette – le seuil laser se situe autour de $I_R = 100 \text{ mA}$ injectés par émetteur (figure IV.31). La manière la plus simple d'observer si l'émission est cohérente est d'examiner le champ lointain de la barrette en sortie de cavité par la face avant. Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre I (sections 2.3.2 et 2.3.3), l'émission cohérente de la barrette est caractérisée par un profil d'interférences en champ lointain, composé de très nombreux pics d'intensité du fait du faible facteur de remplissage ($F \approx 3\%$). La figure IV.24 illustre le profil en champ lointain observé, proche du seuil d'émission laser.

On observe comme attendu un profil d'interférences, témoin de l'émission cohérente de la barrette. La caractérisation de ce profil en face avant nous donne accès à des informations supplémentaires sur le fonctionnement cohérent. Ainsi, l'excellente visibilité mesurée ($V \geq 97\%$) montre qualitativement la forte cohérence mutuelle des émetteurs. D'autre part, cette mesure expérimentale est comparée au profil théorique simulé pour une cohérence mutuelle totale. On observe alors que la largeur des pics de forte intensité, et ainsi la finesse du profil d'interférences expérimental, correspondent très bien à la simulation. Un tel profil d'interférences affiche une finesse d'autant plus grande que le nombre d'émetteurs qui y participent est grand. Ce résultat nous montre que tous les émetteurs sont cohérents et participent ainsi aux interférences en champ lointain. L'observation du champ proche de la barrette en sortie de cavité nous confirme

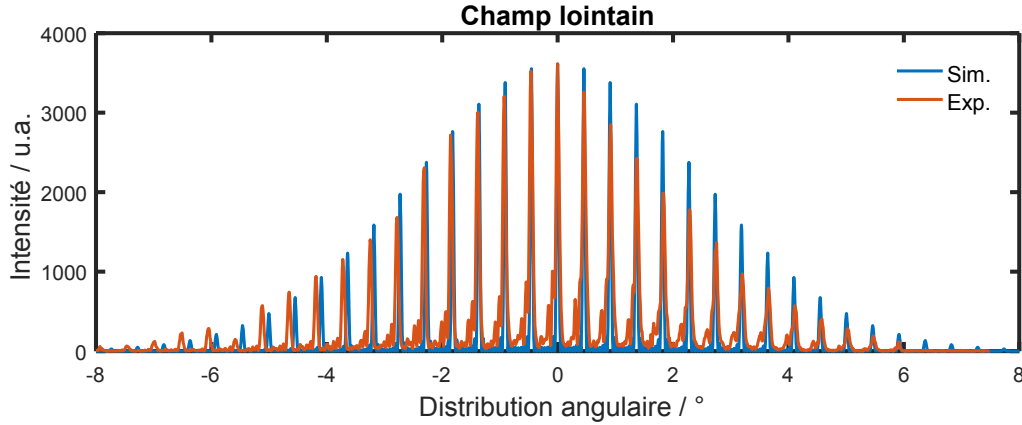


FIGURE IV.24: Profil d'interférences en champ lointain observé en sortie de cavité lorsque la barrette est cohérente pour un courant $I_R = 150 \text{ mA}$ ($N = 9$). Le profil mesuré expérimentalement en rouge est comparé au profil théorique ($p = 120 \text{ }\mu\text{m}$ et $2w_x = 4 \text{ }\mu\text{m}$) pour une cohérence mutuelle de 100%.

que les neuf émetteurs fonctionnent sur la cavité étendue – illustré figure IV.25.

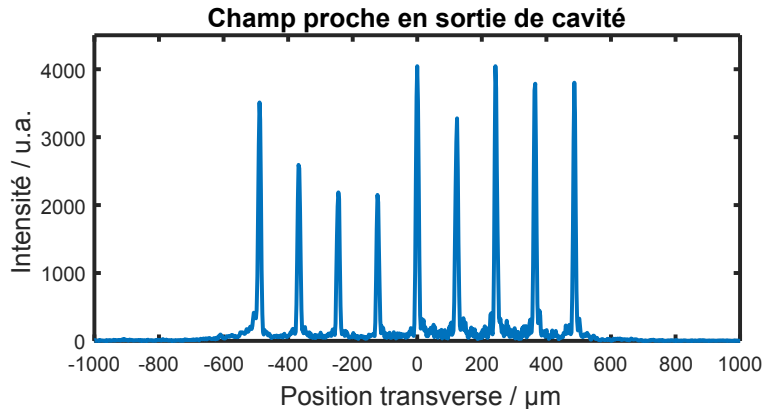


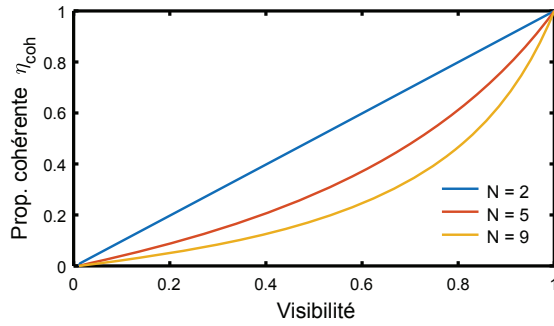
FIGURE IV.25: Image du champ proche des émetteurs en sortie de cavité. La distribution d'intensité permet d'évaluer la proportion de puissance extraite depuis chaque émetteur ($N = 9$).

L'ajustement fin des courants permet d'améliorer le fonctionnement cohérent de la barrette. Cela est observé expérimentalement : l'optimisation grossière (manuelle) des courants sur quelques milliampères permet d'améliorer la visibilité du profil d'interférences en champ lointain. En effet, le comportement auto-organisé étant impossible, l'égalisation de la longueur optique des émetteurs améliore le fonctionnement cohérent de la barrette en diminuant les pertes. Il s'agit de rendre le mode laser résonant avec tous les trajets optiques possibles entre émetteurs (cf section 2.3.2 du chapitre II) ; c'est tout à fait similaire à ce qui a été fait expérimentalement dans la section précédente en cavité DOE.

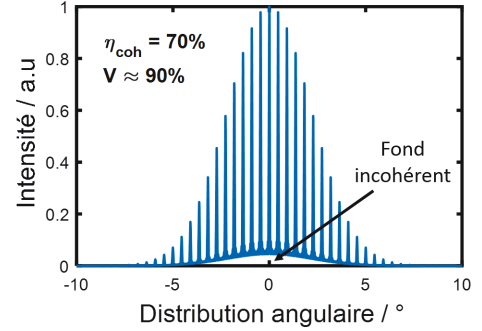
2.2.2 Qualité de la mise en phase

Cohérence contre visibilité. La visibilité est certes un critère permettant d'apprécier la cohérence mutuelle des émetteurs, mais elle n'est pas satisfaisante pour quantifier la proportion de puissance cohérente émise – et ainsi la puissance utile pour être combinée par la suite [Paboeuf 10]. Nous avons ainsi cherché à déterminer une relation entre visibilité du profil d'interférences en champ lointain et proportion de puissance cohérente η_{coh} , en simulant le profil d'interférences en fonction de η_{coh} , d'où l'on en tire une loi empirique. Pour cela, plusieurs hypothèses ont été posées, en particulier on suppose que la proportion de puissance

cohérente est égale pour tous les émetteurs, et également qu'un seul mode cohérent existe. Un exemple simulé de profil d'interférences en champ lointain est illustré figure IV.26(b) où la visibilité atteint $V \approx 90\%$ alors que la proportion de puissance cohérente émise est seulement de $\eta_{coh} = 70\%$. La loi empirique modélisée est illustrée figure IV.26(a). On obtient une relation d'allure exponentielle, signalant toute la prudence dont il faut faire preuve dans le lien entre visibilité et proportion cohérente – de fortes visibilités sont obtenues pour des proportions cohérentes relativement faibles.



(a) Loi empirique entre proportion de puissance cohérente émise et visibilité en fonction du nombre d'émetteurs N .



(b) Exemple de profil en champ lointain simulé pour la détermination de la loi empirique ($N = 9$ émetteurs en phase, $p = 120 \mu m$).

FIGURE IV.26: Illustrations de l'évaluation de la proportion de puissance cohérente en fonction de la mesure de visibilité du système de franges d'interférences en champ lointain.

Chute de la visibilité. Expérimentalement, on observe que la visibilité du profil d'interférences en champ lointain diminue lorsque le courant d'injection est augmenté. Cela reflète une baisse de la proportion de puissance cohérente émise, que nous sommes capables d'évaluer en utilisant la loi empirique précédemment établie. La proportion de puissance cohérente est ainsi tracée en fonction du courant sur la figure IV.27.

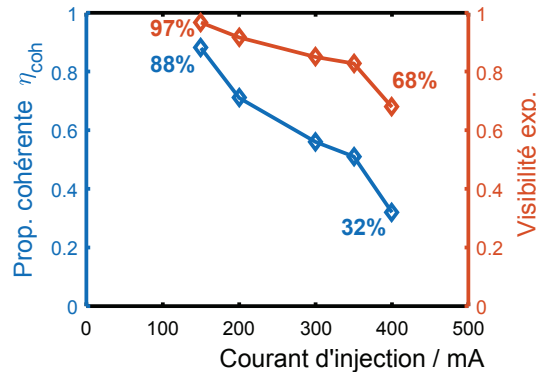


FIGURE IV.27: Proportion de puissance cohérente estimée par la mesure expérimentale de la visibilité en sortie de cavité, en fonction du courant d'injection I_R injecté dans chaque émetteur. La barrette fonctionne avec $N = 9$ émetteurs.

On observe une chute de la proportion de puissance cohérente extraite de la barrette : près de 90% est atteint proche du seuil laser et cette valeur décroît jusqu'à moins de 35% à $I_R = 400 \text{ mA}$. Même si la cavité étendue est capable d'imposer un bon fonctionnement cohérent près du seuil, on voit qu'elle devient inefficace dès que le courant est augmenté. La première explication vient du fait que la réflectivité effective de la cavité Talbot est trop faible pour favoriser suffisamment le fonctionnement cohérent face au fonctionnement individuel et incohérent des émetteurs. D'autant plus que le fonctionnement individuel bénéficie d'une

réflexion résiduelle sur la face arrière des émetteurs. Nous avons déjà rencontré cet effet négatif du traitement AR partiel sur la facette intra-cavité dans l'expérience à deux émetteurs, cela est confirmé en barrette si bien que le fonctionnement laser sans cavité étendue a été observé.

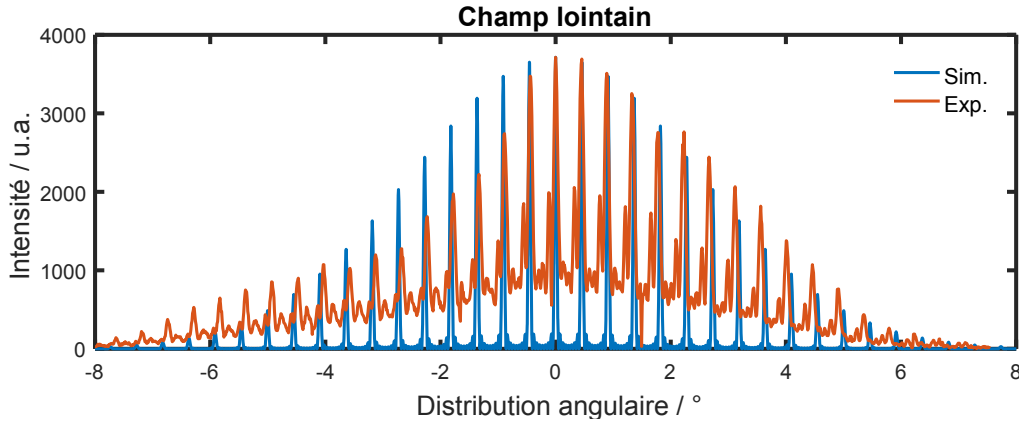
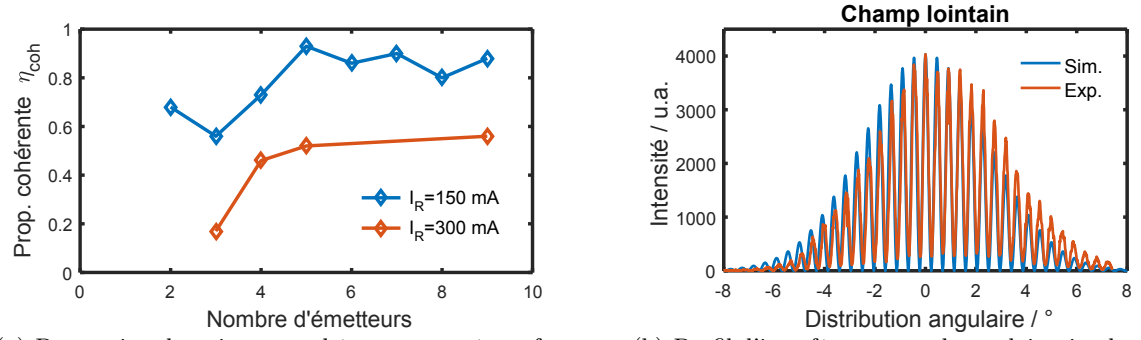


FIGURE IV.28: Profil d'interférences en champ lointain mesuré à un courant $I_R = 400 \text{ mA}$ et comparé au profil théorique lorsque la cohérence est totale ($N = 9$). On observe un profil moins contrasté et davantage déformé en comparaison au profil théorique ou au profil à $I_R = 150 \text{ mA}$ (figure IV.24), témoin notamment d'une chute de la cohérence.

Toutefois la possibilité pour les émetteurs de la barrette de fonctionner de manière totalement individuelle ne semble pas être la seule explication. Lors de la montée en courant, on observe une baisse de la visibilité qui peut être totalement expliquée par le fonctionnement individuel des émetteurs, cependant on observe également une déformation des profils d'interférences en champ lointain. On remarque en particulier l'inhomogénéité de la visibilité sur l'ensemble du profil ainsi que l'apparition de pics d'intensité supplémentaires, et également une réduction de la finesse du profil. Ces observations vont plutôt dans le sens d'une dégradation du fonctionnement cohérent. La diminution de la finesse indique que le nombre d'émetteurs participant aux interférences diminue, c'est-à-dire le nombre d'émetteurs partageant une cohérence mutuelle. L'apparition de pics d'intensité supplémentaires semble indiquer la superposition de plusieurs systèmes de franges d'interférences. Tout ceci laisse supposer que les émetteurs de la barrette sont cohérents "par partie" – par exemple les premiers émetteurs sont cohérents entre eux, mais incohérents avec les autres. Finalement, la chute de la visibilité semble être le fait de ces deux phénomènes présentés : un fonctionnement individuel et incohérent fort cumulé à un fonctionnement cohérent partiel des émetteurs de la barrette.

Une caractéristique du fonctionnement de la cavité prouve que la cohérence partielle des émetteurs est envisageable, c'est-à-dire qu'une partie de la barrette fonctionne de manière cohérente mais sans aucune relation avec le reste des émetteurs. En effet on observe que le fonctionnement cohérent est possible avec très peu d'émetteurs : dès l'injection de deux émetteurs adjacents, la cavité assure la mise en phase des émetteurs. Dans notre étude théorique, nous avons pu mettre en avant le fait que la réflectivité effective de la cavité Talbot est proportionnelle au nombre d'émetteurs (section 2.2.3 du chapitre II). On retrouve globalement cette propriété – plus il y a d'émetteurs, mieux la cavité fonctionne – si l'on allume un à un les émetteurs adjacents. La figure IV.29(a) illustre ainsi la proportion de puissance cohérente estimée à partir de la mesure de visibilité du profil en champ lointain, en fonction du nombre d'émetteurs injectés (la relation $\eta_{coh}(V)$ a été modélisée pour chaque valeur de N), qui augmente avec N .

Stabilité du fonctionnement. Le fonctionnement de la barrette en cavité étendue apparaît très stable en terme de puissance optique extraite et de proportion cohérente. Afin de caractériser cette stabilité, nous avons cherché à mesurer la visibilité du profil d'interférences en



(a) Proportion de puissance cohérente mesurée en fonction du nombre d'émetteurs adjacents allumés dans la cavité.

(b) Profil d'interférences en champ lointain observé à $N = 2$. La finesse du profil (rapport de la largeur d'un pic sur l'interfrange) est de 2.

FIGURE IV.29: Illustration du fonctionnement de la cavité à un nombre d'émetteurs réduit.

champ lointain en fonction du temps. Pour cela, deux détecteurs sont employés : le premier positionné au maximum d'une frange brillante et le second au minimum d'une frange sombre. D'après ces deux mesures temporelles, nous avons alors accès aux variations de visibilité du profil. La mesure à un courant d'injection $I_R = 300 \text{ mA}$ est illustrée figure IV.30.

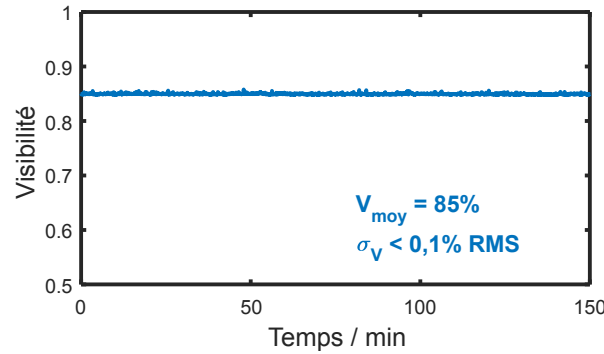


FIGURE IV.30: Mesure de la visibilité du profil d'interférences en champ lointain en fonction du temps, pour un courant $I_R = 300 \text{ mA}$ et $N = 9$.

La variation de visibilité mesurée sur plus de deux heures est extrêmement faible. Ce résultat nous indique deux choses : la visibilité étant liée à la proportion de puissance cohérente extraite de la barrette (cf figure IV.27), celle-ci est donc très stable au cours du temps. Deuxièmement, la position des détecteurs étant fixe au cours de la mesure, la position des franges est également très stable. Ceci témoigne du fort verrouillage des phases en sortie de cavité – en effet, une variation de phase relative entrainerait un décalage, voire une déformation des franges d'interférences observées. Le verrouillage des phases relatives est donc bien réalisé par la cavité et est très stable au cours du temps.

Rétro-action active. Aucune boucle de rétroaction active n'a été mise en œuvre pour la mise en phase de la barrette. En effet le fonctionnement cohérent, ou du moins la proportion de puissance cohérente atteinte, reste stable dans le temps et facile à obtenir – l'ajustement manuel des longueurs optiques apporte peu d'amélioration lorsque tous les courants sont dès le départ égalisés. La stabilité observée est un point fort du fonctionnement en barrette.

2.2.3 Puissance extraite

La figure IV.31 trace la puissance totale extraite de la barrette en comparaison avec son fonctionnement en cavité incohérente – où $N = 9$ émetteurs sont opérationnels dans les deux

cas. Une puissance de $1,45 \text{ W}$ est obtenue en cavité étendue Talbot. La pente plus faible en cavité Talbot ($3,3 \text{ W.A}^{-1}$ contre $4,9 \text{ W.A}^{-1}$) témoigne des fortes pertes d'une telle architecture, c'est le premier facteur limitant la montée en puissance. Toutefois, le facteur principal ici a été la limitation du courant d'injection : du fait de la faible fiabilité des émetteurs, I_R a été limité à 500 mA afin d'éviter toute défaillance. Les courants ont été augmentés jusqu'à 2 A sur certaines barrettes (sur des temps courts), affichant une puissance par émetteur de près de 800 mW . Dans nos conditions, à $I_R = 500 \text{ mA}$ par émetteur, la puissance extraite correspond à 160 mW par émetteur, tandis qu'on atteint 250 mW d'un émetteur individuel.

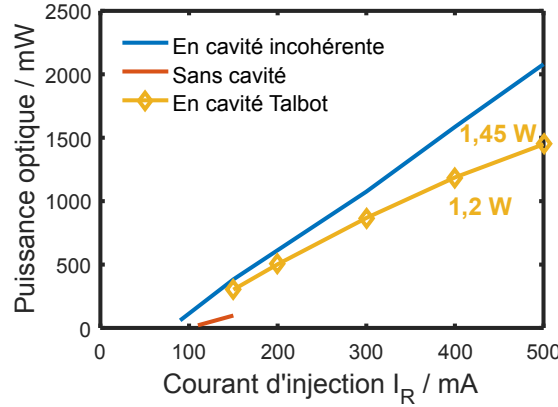


FIGURE IV.31: Puissance extraite de la barrette ($N = 9$) lors de son fonctionnement en cavité Talbot, comparé à la puissance obtenue en cavité incohérente.

Néanmoins, si l'on raisonne en terme de puissance cohérente, on voit bien que la limitation en courant n'est finalement pas un obstacle. En effet, déjà à $I_R = 400 \text{ mA}$ nous estimons que seulement 32% de la puissance extraite est dans le mode en phase, et ainsi susceptible d'être combinée en un seul faisceau (cf figure IV.27). La puissance optique combinée que l'on peut espérer de cette architecture est donc très limitée.

2.3 Superposition cohérente

Du fait des difficultés rencontrées dans l'étape de mise en phase par cavité Talbot, l'étape de superposition cohérente n'a pas été réalisée expérimentalement. Quoi qu'il en soit, la puissance optique maximale combinée issue d'une telle barrette ne serait guère supérieure à celle émise directement des meilleurs émetteurs individuels. Quoique l'architecture soit attrayante dans sa compacité de mise en œuvre et intéressante à étudier, ce qui nous a principalement arrêté fut la défaillance des émetteurs de la barrette. En effet, nous avions prévu un réseau de phase avec une excellente efficacité de combinaison pour dix émetteurs, seulement huit restaient opérationnels après l'étude de la mise en phase.

Nous aborderons tout de même brièvement les deux stratégies envisagées pour la superposition cohérente des faisceaux en sortie de cavité avec le réseau de phase conçu. Les approches diffèrent simplement dans la manière dont les phases nécessaires à une combinaison efficace sur le DOE sont imposées. Les détails des caractéristiques du réseau de phase sont présentés dans le chapitre II, figure II.28. Son efficacité de diffraction atteint 96% et les phases des ordres diffractés – et donc des faisceaux incidents à combiner – sont 0 ou π : l'état de phase nécessaire est $\{\phi\}_{DOE} = (0, \pi, 0, \pi, \pi, \pi, \pi, \pi, 0, 0)$.

Contrôle des phases via le courant d'injection Dans la section précédente sur l'étude de la mise en phase de la barrette d'émetteurs à section évasée, nous avons étudié en détail les relations de phase en sortie de cavité. Ici, les mêmes considérations sont applicables, si bien que l'on peut affirmer que les phases en face avant de la barrette sont 0 ou π lorsque la cavité

fonctionne au minimum de pertes. Toutefois, étant donné la similitude des émetteurs et la faiblesse des fluctuations de phase, la relation de phase en sortie est celle du mode en phase lorsque tous les émetteurs sont injectés par un courant similaire. Si bien qu'il est en théorie suffisant d'ajouter ΔI_π sur quatre émetteurs en particulier afin d'imposer l'état $\{\phi\}_{DOE}$ et de maximiser l'efficacité de combinaison.

Cette approche possède l'avantage d'être la plus compacte : le dispositif de superposition cohérente en face avant est simplement composé d'un doublet pour la collimation dans l'axe horizontal et du réseau de phase (comme illustré sur la figure IV.22). Dans cette approche, l'état de phase des ordres diffractés doit impérativement être 0 ou π , comme c'est le cas avec le DOE conçu.

Contrôle des phases via une lame optique. La seconde approche se base sur un dispositif optique intermédiaire entre la sortie de cavité et le réseau de phase, composé d'une lame de phase préalablement conçue, connaissant a priori l'état de phase demandé par le DOE. La lame impose ainsi l'état de phase désiré pour maximiser la combinaison. Cette approche a déjà été démontrée au laboratoire [Paboeuf 10]. Le schéma de principe est illustré figure IV.32. L'intérêt de cette architecture est que les courants restent inchangés ; cela apporte plus de sécurité pour les émetteurs. On peut également y employer un DOE dont les phases des ordres diffractés ne sont pas 0 ou π .

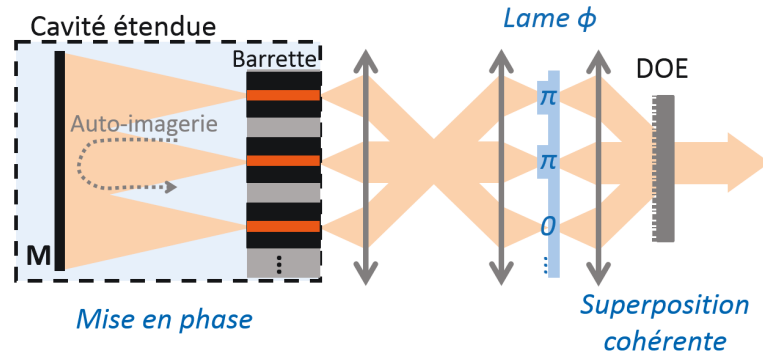


FIGURE IV.32: Schéma de principe de la superposition cohérente des faisceaux en sortie de cavité Talbot par l'utilisation d'un DOE. Les phases nécessaires à une combinaison efficace sur le DOE sont ici imposées par l'intermédiaire d'une lame de phase spécialement dédiée.

3 Combinaison en MOPA

Nous abordons ici la dernière mise en œuvre expérimentale de combinaison cohérente. Il s'agit de l'extension de l'approche en amplification MOPA, déjà abordée à deux émetteurs dans le chapitre précédent (cf section 2). Nous l'appliquons ici à une barrette de cinq émetteurs à section évasée, dans une architecture interférométrique basée sur l'utilisation de réseaux de phase. Comme nous l'avons évoqué dans le premier chapitre, l'approche en MOPA a démontré les meilleures performances en terme de nombre d'éléments combinés ainsi que de luminance en sortie de système [Redmond 11, Creedon 12]. Pour rappel, son principe est basé sur la mise en phase des émetteurs par l'injection d'un même faisceau, issu du laser "maître". Afin de maintenir une combinaison efficace, le contrôle de la phase des faisceaux amplifiés est réalisé par une boucle de rétroaction active.

3.1 Montage expérimental

Le schéma du montage expérimental est illustré figure IV.33. Le laser maître est constitué ici par une diode DFB, déjà utilisée dans la configuration MOPA du chapitre précédent. L'expérience est réalisée avec la même barrette de $N = 5$ émetteurs à section évasée que celle utilisée dans la configuration en cavité section 1. La différence majeure est que les émetteurs fonctionnent ici en amplificateurs purs. Il nous faut pour cela supprimer toute possibilité d'effet laser parasite. La facette arrière des émetteurs est traitée AR ($R < 0,1\%$) – où se situe l'injection par la DFB – interdisant l'oscillation laser entre les facettes des émetteurs. Toutefois, la face avant possède une réflexion résiduelle ($R = 0,5\%$) ; elle produira un faible retour optique. Ainsi deux isolateurs (de façon à ne prendre aucun risque) sont mis en place en sortie du laser maître afin d'éviter tout retour optique dans ce dernier – l'isolation totale atteint 80 dB. Le faisceau laser issu de la DFB traverse ainsi les isolateurs, plusieurs optiques afin de le mettre en forme pour maximiser l'injection, avant d'être diffracté par le premier réseau de phase. La figure IV.34 illustre d'une photographie le montage expérimental. Les deux DOE utilisés ici sont identiques à ceux déjà mentionnés dans l'expérience à $N = 5$ – réseaux à profil de phase continu, d'efficacité de diffraction proche de 1. Enfin, l'injection des émetteurs du côté de la section droite est réalisée par la focalisation des cinq faisceaux diffractés, à travers le doublet D_1 dans la direction horizontale et la lentille cylindrique FAC dans la direction verticale.

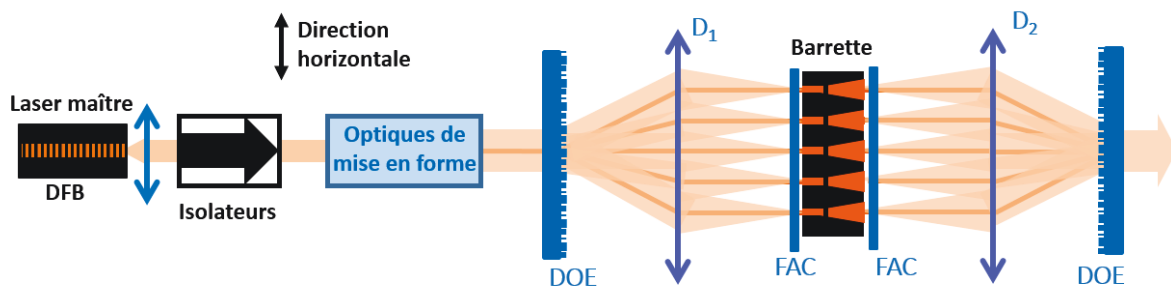


FIGURE IV.33: Schéma du montage expérimental de combinaison cohérente en amplification. $D_{1,2}$: doublets de distance focale $f = 80 \text{ mm}$; FAC : lentille cylindrique commune travaillant dans la direction verticale ; DOE : réseau de phase.

En sortie des amplificateurs, la superposition cohérente est de nouveau réalisée par un DOE. Le faisceau combiné se situe alors sur l'axe optique (ordre 0 du réseau de phase) et une partie est prélevée afin de mettre en place la boucle de rétroaction électronique. Nous y reviendrons en détail dans la suite.

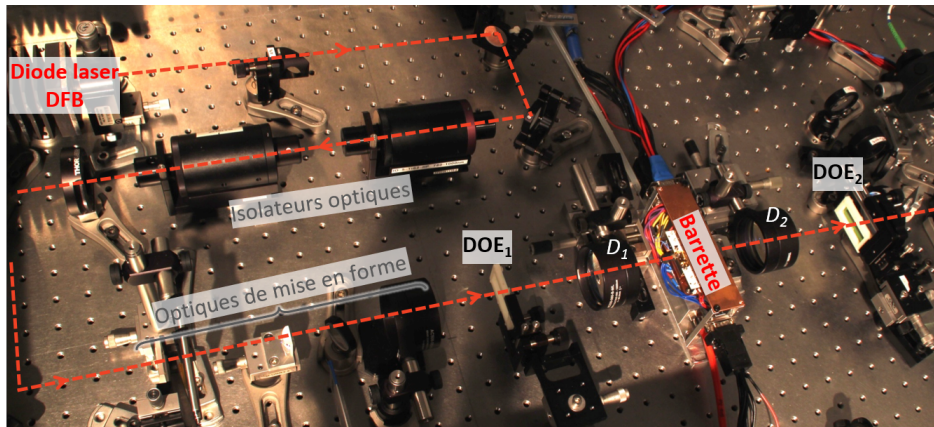


FIGURE IV.34: Photographie du montage optique où le trajet du faisceau laser depuis la diode DFB jusqu'aux amplificateurs est représenté en rouge. On distingue les deux doublets $D_{1,2}$ qui entourent la barrette, ainsi que les deux DOE pour la séparation puis la combinaison des faisceaux.

3.2 Mise en phase par injection

Une fois l'injection de la barrette optimisée à travers les optiques de mise en forme et le DOE, on observe bien un régime d'amplification : la puissance extraite est conséquente (elle sera étudiée dans la section suivante en fonction du courant I_T), l'amplification spontanée disparaît et le spectre des cinq émetteurs est verrouillé sur le spectre du laser maître. Afin de caractériser l'injection des amplificateurs, la figure IV.35 nous montre la puissance extraite de la barrette en fonction de la puissance injectée dans les cinq émetteurs, à deux courants de section évasée. On remarque alors que les amplificateurs ne sont pas tout à fait saturés, en particulier lorsque le courant de la section évasée est élevé. En moyenne, environ 20 mW sont injectés dans chaque émetteur. Si on compare à nos expériences sur les amplificateurs individuels (cf section 2 du chapitre III), cette puissance d'injection devrait largement suffire à saturer chaque amplificateur. On en déduit que toute la puissance envoyée sur la barrette n'est pas correctement injectée dans chaque émetteur. Expérimentalement, on observe bien qu'il s'agit d'un problème de couplage dans les émetteurs selon l'axe vertical. Cela s'explique vraisemblablement par une légère erreur de focalisation de la FAC. Quoi qu'il en soit, les amplificateurs sont suffisamment injectés pour que cela ne pose aucun problème pour la suite.

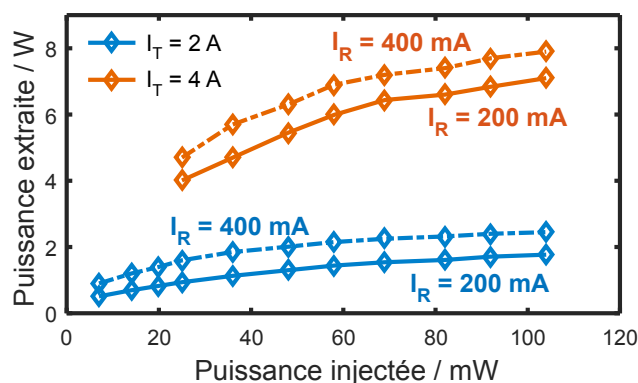


FIGURE IV.35: Puissance extraite après amplification dans la barrette en fonction de la puissance totale injectée, pour différents courants de section évasée I_T et de section droite I_R dans chaque amplificateur TPL.

La figure IV.36 illustre la puissance relative extraite depuis chaque émetteur en sortie de la barrette. On remarque ici que la distribution n'est pas homogène, mais ressemble de très près à la distribution d'intensité des ordres diffractés du DOE, les ordres 2 et 4 sont les plus intenses

comme illustré figure IV.36. Cela reflète de nouveau le fait que les amplificateurs ne sont pas tout à fait saturés. Mais encore une fois, ceci n'affectera pas l'efficacité de combinaison – le DOE possède au contraire un fonctionnement optimal pour cette distribution de puissance.

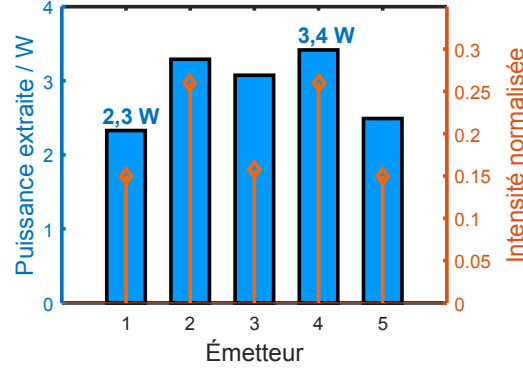


FIGURE IV.36: Répartition de la puissance extraite de la barrette selon les cinq émetteurs à un courant $I_T = 6\text{ A}$ ($I_R \approx 350\text{ mA}$) et comparaison à la répartition théorique d'intensité diffractée par le DOE.

Pour confirmer la cohérence mutuelle des cinq amplificateurs de la barrette, nous pouvons observer leurs interférences en champ lointain. Effectivement, un système de franges d'interférences est observé. En particulier, nous pouvons choisir les courants des sections droites tels que tous les faisceaux soient en phase (figure IV.37). On mesure une très bonne visibilité ($V \geq 93\%$) témoignant de la forte cohérence mutuelle des émetteurs. La finesse du profil est de 5, montrant que les cinq émetteurs participent aux interférences. L'amplification ainsi que la mise en phase sont finalement confirmées, nous abordons maintenant l'étape de combinaison cohérente en un faisceau unique.

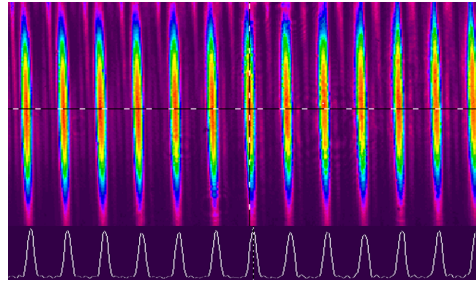


FIGURE IV.37: Profil d'interférences en champ lointain des cinq émetteurs lorsque leur différence de phase relative est nulle ($I_T = 2\text{ A}$).

3.3 Superposition cohérente

La superposition cohérente des cinq faisceaux amplifiés est réalisée sur l'avant de la barrette de diodes, par l'intermédiaire d'un second DOE identique. Les phases relatives des faisceaux n'étant verrouillées d'aucune sorte, nous devons les optimiser afin de maximiser le processus de combinaison. La rétroaction se fait de nouveau via les courants des sections droites, la modification de la phase de chaque faisceau étant quasi-linéaire en fonction de la modification de courant, comme nous l'avons déjà démontré en régime d'amplification (chapitre II section 4.2).

3.3.1 Puissance combinée

Une fois les phases relatives optimisées, on observe bien la maximisation de la puissance combinée, diffractée par le DOE sur l'axe optique. La figure IV.38 trace la puissance combinée obtenue ainsi que l'efficacité de combinaison liée, en fonction du courant de section évasée

dans chaque émetteur. Une efficacité de combinaison de 82% est obtenue à faible courant ($I_T = 3 \text{ A}$), celle-ci décroît légèrement jusqu'à 78% à $I_T = 6 \text{ A}$. L'efficacité de combinaison est bonne, et comparable à ce que nous avons obtenu dans les expériences à deux émetteurs (cf chapitre III). Étant donné qu'alors l'efficacité était limitée par les différences de profils des faisceaux, il est difficile d'espérer mieux avec cinq faisceaux. Justement, obtenir une efficacité de combinaison semblable nous montre que la proportion de puissance dans le lobe central de chaque amplificateur à section évasée est sans doute similaire. La puissance optique combinée est alors très élevée et atteint $P_{comb} = 11,5 \text{ W}$. La cohérence mutuelle est donc totalement maintenue, et l'efficacité de combinaison reste élevée, tout cela permettant une forte puissance optique en sortie du système.

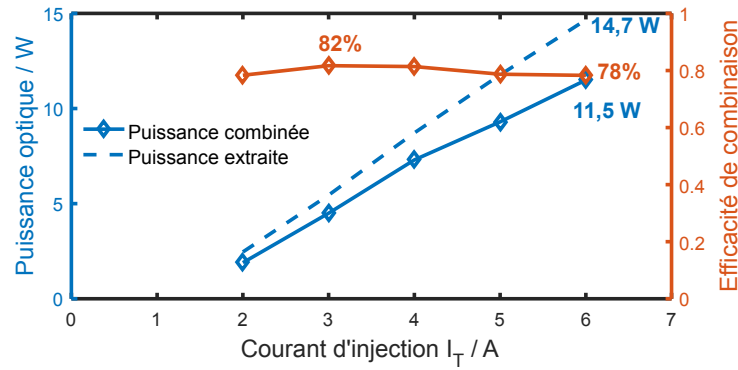


FIGURE IV.38: Puissance extraite de la barrette (en trait pointillé) et puissance combinée dans un faisceau unique (en trait plein) en fonction du courant de section évasée I_T injecté dans chaque émetteur.

On peut tout de même se poser la question d'identifier ce qui limite davantage la montée en puissance. La puissance extraite est bien linéaire, ne mettant en évidence à ces courants aucune saturation thermique. Cela laisse envisager la possibilité d'une augmentation supplémentaire du courant injecté pour améliorer l'extraction de puissance optique. Toutefois notre système d'évacuation thermique ne s'est pas montré suffisamment performant pour le permettre. De plus les effets thermiques deviennent conséquents à fort courant, il est même nécessaire d'attendre plusieurs minutes que le système se régule afin de stabiliser la puissance combinée à $I_T = 6 \text{ A}$ – les fluctuations de phase deviennent de plus en plus rapides et difficiles à stabiliser. Finalement les limitations de montée en puissance sont ici principalement thermiques.

La puissance optique totale extraite au courant maximum est de $P_{tot} = 14,7 \text{ W}$, légèrement inférieure à la puissance totale extraite dans l'expérience en cavité incohérente (16 W). Cela semble être lié à la saturation limitée des amplificateurs : une meilleure extraction de puissance est donc possible à condition d'améliorer l'injection du laser maître – ou d'en augmenter la puissance.

3.3.2 Rétroaction active

L'obtention d'une efficacité de combinaison proche de 80% n'est possible que sous l'action de la boucle de rétroaction. Tout est réuni pour nous permettre d'utiliser à nouveau notre algorithme d'optimisation, précédemment décrit dans le chapitre III page 132 et utilisé en MOPA à deux émetteurs ainsi qu'en cavité interférométrique à cinq émetteurs. On observe d'ailleurs que celui-ci est indispensable pour assurer une stabilité à long terme de la combinaison. La figure IV.39 illustre cette nécessité. À un courant d'injection faible ($I_T = 2 \text{ A}$), la boucle est allumée pour maximiser la combinaison, puis éteinte quand le maximum est atteint. Le fonctionnement du système est ensuite complètement libre. On observe alors une lente décroissance de la puissance combinée, à tel point qu'il devient nécessaire de rallumer la boucle de rétroaction au bout de 50 min afin d'optimiser à nouveau le processus. Le bruit de phase est toutefois

très faible à un tel courant et devrait augmenter quand nous chercherons à travailler à courant maximum : cette mesure nous montre qu'il est nécessaire de travailler en continu à boucle fermée.

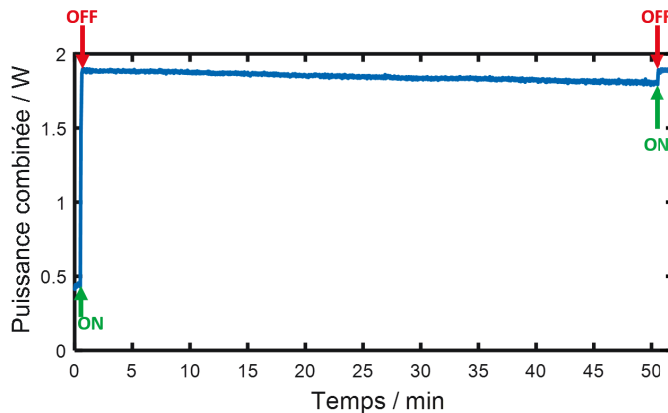


FIGURE IV.39: Puissance combinée en fonction du temps. Les marqueurs "ON" et "OFF" repèrent respectivement les moments où la boucle est fermée et ouverte. Les courants de section évasée sont de $I_T = 2\text{ A}$ ($I_R \approx 350\text{ mA}$).

Finalement, la boucle de rétroaction fonctionne bien : la figure IV.40 illustre son application à $I_T = 3$ et 6 A . Dans les deux cas, l'efficacité de combinaison est optimisée et la boucle reste fermée pendant tout le temps de fonctionnement. Les différences résident dans les fluctuations résiduelles de puissances, directement liées aux fluctuations de phases qui sont plus importantes à fort courant. Même si les fluctuations résiduelles à $I_T = 6\text{ A}$ sont deux à trois fois plus importantes qu'à $I_T = 3\text{ A}$, elle demeurent inférieures à 1% de la puissance combinée moyenne sur une dizaine de minutes. Cela correspond à une fluctuation des phases relatives de l'ordre de $\sigma_\phi \leq 0,1\text{ rad}$, soit inférieure à $\frac{\lambda}{30}$ (estimation tirée des simulations du chapitre II section 3.3.2).

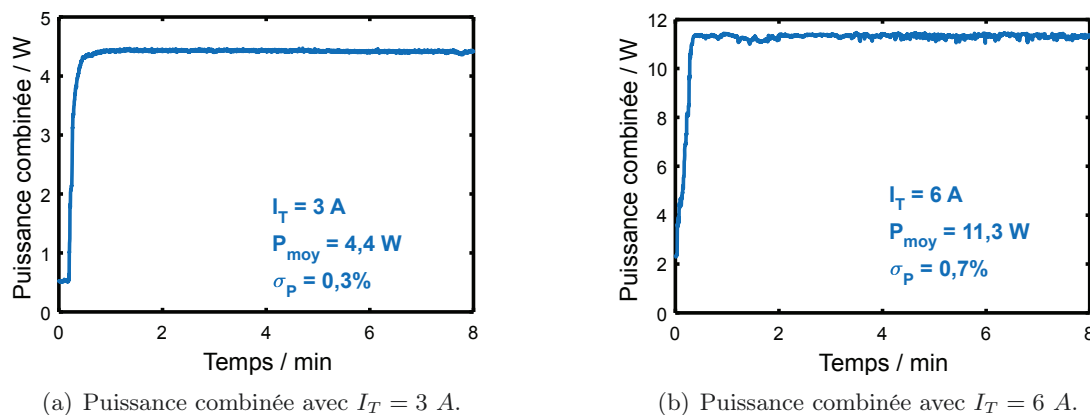


FIGURE IV.40: Puissance combinée en fonction du temps à deux courants différents, la boucle est fermée pendant toute la mesure.

Le temps de convergence est de l'ordre de 20 s quel que soit le courant d'injection ; il est ici limité par la boucle de rétroaction, et plus précisément par l'interfaçage entre Labview et les alimentations de courant. En effet, la bande passante est assez faible : la rétroaction est réalisée à une vitesse de 10 Hz en série sur les cinq émetteurs, ce qui représente la rétroaction sur un même émetteur à une vitesse de 2 Hz . D'autre part, on observe un temps de latence à l'allumage après la montée en courant : les fluctuations thermiques sont au départ trop importantes pour permettre la stabilisation du système.

Afin de supprimer ce temps de latence à l'allumage du système, mais également d'envisa-

ger une augmentation supplémentaire du courant, l'algorithme a été transféré sur un micro-contrôleur¹. La communication avec l'ordinateur ainsi court-circuitée, la bande passante est étendue jusqu'à 600 Hz . Les premiers tests de l'asservissement avec micro-contrôleur sont concluants : le temps de convergence est alors de l'ordre de 300 ms .

3.3.3 Qualité du faisceau combiné

La figure IV.41 représente les différentes mesures du facteur de qualité M^2 du faisceau combiné en fonction du courant de section évasée de chaque émetteur. On remarque très peu d'évolution avec le courant, montrant que la qualité de faisceau est globalement constante – ce que nous avons déjà remarqué avec cette barrette (section 1.3.4). Toutefois les mesures affichent un facteur $M_{4\sigma}^2$ autour de 2,5, bien plus élevé que dans l'expérience en cavité. Considérant cela, la luminance atteint près de 500 $MW.cm^{-2}.sr^{-1}$.

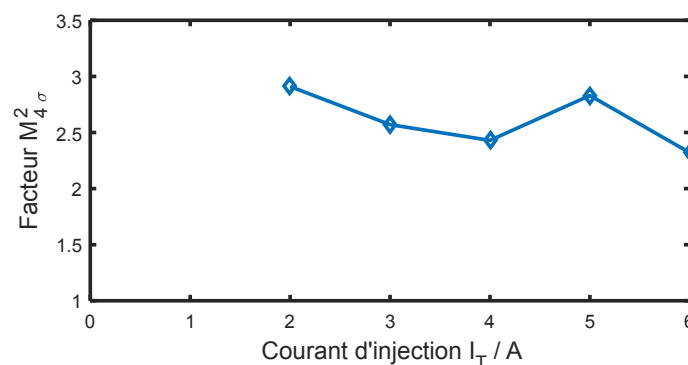


FIGURE IV.41: Évolution du facteur M^2 du faisceau combiné en fonction du courant de section évasée injecté dans chaque émetteur.

Toutefois si l'on observe bien le profil de faisceau – tel que celui illustré figure IV.42 –, on remarque que près de 80% de la puissance optique se situe dans le lobe central. Le reste de la puissance constitue des lobes secondaires qui dégradent fortement la mesure de M^2 et la qualité de faisceau associée. Considérant les 80% dans le lobe central – celui-ci est limité par diffraction –, la luminance du système est revue à la hausse et atteint plus de 900 $MW.cm^{-2}.sr^{-1}$ avec $\approx 9,2$ W limités par diffraction.



FIGURE IV.42: Profil spatial du faisceau combiné à $I_T = 2$ A avec sa coupe dans la direction horizontale.

1. Le transfert de l'algorithme sur micro-contrôleur a été effectué avec succès par Julien Villemejeane (du Laboratoire d'Enseignement Expérimental, LEnsE, de l'Institut d'optique) et Michel Notarangelo. Cette solution est d'autant plus attrayante que le coût du matériel pour la boucle de contrôle de phase devient complètement négligeable. Le code de l'algorithme étant on ne peut plus simple, cette configuration est bien adaptée à un développement industriel fiable et bon marché.

4 Synthèse

Nous avons étudié trois expériences de combinaison cohérente d'une barrette de diodes laser. La première, basée sur la mise en phase de cinq émetteurs à section évasée dans une cavité interférométrique (section 1), a montré d'excellentes performances jusqu'à deux à trois fois le seuil d'oscillation laser. Une boucle d'optimisation des courants permet d'atteindre le fonctionnement cohérent. Celui-ci est bien stable et affiche une efficacité de combinaison en sortie de cavité proche de 80%. Le verrouillage des phases, assuré par la cavité, permet de laisser le système en fonctionnement libre sur plusieurs heures. La puissance obtenue dans un faisceau unique est toutefois limitée à près de 5 W. Même si cette puissance est déjà supérieure à celle atteinte par un émetteur seul, les perspectives de montée en puissance sont limitées par l'instabilité du fonctionnement cohérent à des courants plus élevés. En effet, au delà d'un courant de 3 à 4 A par émetteur, le fonctionnement cohérent n'est plus significativement favorisé face au fonctionnement individuel du fait de l'augmentation des pertes, si bien que le système perd sa fiabilité.

D'autre part, la problématique de l'existence d'un mode résonnant cohérent n'est pas un obstacle à la mise en phase. En effet, même si le comportement auto-organisé mentionné à de nombreuses reprises dans nos études est très attrayant, il est difficile de l'autoriser pour une cavité comprenant une barrette d'émetteurs. L'auto-organisation d'une telle cavité nécessite des longueurs différentes pour les bras interférométriques. Appliqué à une barrette d'émetteurs, cela implique un montage optique complexe et encombrant. Nous avons préféré une architecture plus simple où un mode résonnant est de manière passive inexistant. Comme nous l'avons démontré, cela n'est en rien un obstacle à la mise en phase de la barrette, car il suffit alors d'utiliser une boucle de rétroaction simple pour imposer activement le mode résonnant en ajustant finement les longueurs de bras.

De manière similaire, l'expérience sur une barrette de dix émetteurs à section droite mis en phase par cavité Talbot affiche une cohérence excellente proche du seuil laser. Mais de nouveau, le fonctionnement cohérent est défavorisé avec la montée en puissance. Dans ces deux expériences, l'instabilité du fonctionnement cohérent a été causée par l'augmentation des pertes en cavité et le fait que la discrimination positive du mode cohérent, prévue théoriquement, ne suffit plus à contrer le fonctionnement incohérent de la barrette. Ces analyses mettent en évidence que la problématique majeure est le maintien de la cohérence à forte puissance, c'est-à-dire le maintien de la discrimination positive associée au fonctionnement cohérent, à travers la réflectivité effective de la cavité.

La problématique de la réflectivité de la cavité se trouve donc au centre de nos préoccupations. Nous avons remarqué qu'elle est expérimentalement plus faible que les prévisions théoriques, et de surcroît très sensible au montage optique. À tel point que les légers désalignements liés à la montée en puissance (instabilités thermiques, mécaniques, réflexions parasites, etc.) mènent à une perte du fonctionnement cohérent. Cela a été observé dans les deux expériences, et est surtout flagrant en cavité Talbot – dont la réflectivité de base est faible.

L'expérience en amplification met en avant l'avantage principal d'une telle architecture : les problèmes de maintien de la cohérence à forte puissance sont inexistants. Bien qu'aucun fonctionnement passif de la combinaison n'est envisageable, nous avons démontré qu'une boucle de rétroaction lente peut tout à fait permettre d'atteindre de fortes puissances optiques. De cette manière, plus de 11 W ont été combinés dans un faisceau unique.

Les avantages d'une architecture en cavité commune ont également été avancés. L'effet de verrouillage des phases en sortie de cavité permet une très bonne stabilité de l'étape de combinaison de manière passive. Les fluctuations de phases font simplement varier les pertes intra-cavité, la séparation de la "mise en phase" et de la "superposition cohérente" permet alors que ces fluctuations n'affectent pas l'efficacité de combinaison. C'est un atout de l'architecture en face arrière. L'augmentation de la luminance du système se fait aussi par l'amélioration de la qualité de faisceau. En ce sens, l'architecture en cavité permet de limiter l'excitation

de modes transverses d'ordre élevé : elle joue le rôle de filtre spatial actif. C'est ainsi que dans nos expériences, la qualité du faisceau combiné est systématiquement meilleure dans les configurations en cavité, passant d'un $M^2 \approx 2,5$ en amplification contre 1,4 en cavité.

Un élément central de nos architectures de combinaison cohérente est le réseau de phase utilisé en tant que combineur de faisceau. Conçu à profil de phase continu, ce dernier permet de maximiser l'efficacité de combinaison. Cela est d'autant plus valable avec des émetteurs à section évasée. En effet, nous avons observé que l'efficacité de combinaison est en majorité limitée par la proportion de puissance dans le lobe central – seule fraction du faisceau que nous sommes capables de combiner de manière efficace. Pour un émetteur à section évasée, cette proportion se situe autour de 80% : il est nécessaire d'utiliser un combineur dont l'efficacité ne dégrade pas davantage la combinaison.

Enfin, les émetteurs à section évasée sont de très bons candidats pour une mise en œuvre de la combinaison cohérente. La puissance extraite d'un tel émetteur est élevée, et même si une partie du faisceau se situe dans des modes transverses d'ordre élevé, la proportion de puissance dans le lobe central fait d'eux les émetteurs les plus brillants. Peu d'émetteurs combinés permettent déjà d'atteindre une luminance significative. Aujourd'hui la meilleure luminance atteinte le fut avec 47 émetteurs monomodes (40 W) [Creedon 12] ; avec près de dix fois moins d'émetteurs à section évasée, la puissance de 11 W que nous avons obtenue reste tout à fait correcte. D'autant plus qu'il existe des émetteurs à section évasée encore plus brillants (d'un facteur deux à trois) que ceux utilisés dans nos expériences. La possibilité d'utiliser ce type d'émetteurs est un atout majeur de l'architecture en face arrière.

L'une des problématiques également mise en avant lors de nos études est celle de la gestion de la thermique. De très nombreuses techniques ont été développées pour les barrettes classiques afin de repousser la saturation thermique. Cependant nous travaillons ici avec des barrettes singulières où la mécanique est pensée pour autoriser l'accès aux deux facettes. Cette particularité limite l'évacuation thermique du système et davantage d'efforts seraient nécessaires dans ce sens.

Finalement la question première de l'augmentation de la luminance du système est bien validée. Une bonne efficacité électrique-optique est également maintenue. En effet, en MOPA ou en cavité interférométrique, l'efficacité en sortie de système est comparable à celle d'un émetteur individuel. Elle est uniquement diminuée de l'efficacité de combinaison. Ce résultat implique que très peu de puissance optique est utilisée pour la mise en phase en cavité : cette puissance est négligeable et n'affecte pas l'efficacité du système.

Tout compte fait, l'augmentation du nombre d'émetteurs combinés – de cinq à dix – n'a pas abouti expérimentalement. Toutefois cela n'est pas intrinsèquement lié à l'augmentation du nombre d'émetteurs, mais plutôt à l'expérimentation d'une architecture différente, la cavité Talbot. Physiquement, il n'existe pas de limitation du nombre d'émetteurs qu'il est possible de mettre en phase en cavité étendue, à partir du moment où une boucle de rétroaction active de la phase est utilisée.

	N	P_{comb} (max)	M_{comb}^2	L (max)	η_{cbc} (min-max)	Fonctionnement
MOPA	2	5,9 W	1,6	390	78 – 82%	actif
	5	11,5 W	2,5	900	78 – 82%	actif
Cavité	2	6,7 W	1,2	630	82 – 84%	auto-organisé + semi-actif
étendue	5	7,5 W	1,4	460	62 – 78%	actif

TABLEAU IV.2: Récapitulatif des performances atteintes dans les différentes expériences avec les émetteurs à section évasée (TPL). L : luminance du faisceau combiné exprimée en $MW.cm^{-2}.sr^{-1}$.

Conclusion générale et perspectives

Les travaux présentés dans ce manuscrit se placent dans la problématique de la montée en luminance des sources laser à semi-conducteur. La combinaison de multiples sources est une méthode très attractive pour dépasser les limites intrinsèques des émetteurs individuels : c'est la stratégie choisie par le projet européen BRIDLE (2012-2016) pour permettre l'amélioration de la luminance des systèmes laser à semi-conducteur. Ce projet est le cadre dans lequel se sont déroulés ces travaux de thèse.

La combinaison cohérente permet en particulier de conserver toutes les qualités d'une source laser unique. Il s'agit d'un axe de recherche important pour l'évolution des futurs systèmes laser basés sur une architecture modulaire, telle que celle proposée par le projet BRIDLE ; on peut l'envisager en tant que module de base pour améliorer la brique élémentaire de l'architecture.

Nos travaux se sont ainsi focalisés sur la combinaison cohérente de diodes laser, au sujet de laquelle la littérature est déjà riche. L'originalité de ces travaux se situe dans l'utilisation d'une architecture nouvelle, pensée pour optimiser l'extraction de puissance. La technique consiste à utiliser une cavité étendue commune aux émetteurs pour leur mise en phase, placée sur leur face arrière. Tout en fournissant un fort retour optique arrière nécessaire à la mise en phase, l'extraction de puissance est maximisée sur la face avant où les faisceaux sont par la suite combinés extra-cavité. Nos travaux ont démontré la bonne adéquation de cette architecture avec les meilleures diodes laser (en terme de luminance) : les émetteurs à section évasée. L'utilisation de ces composants de forte puissance permet de relâcher la complexité du système avec un nombre réduit d'émetteurs.

Dans un premier temps, nous avons validé le concept de cette architecture de cavité étendue en face arrière dans une expérience à deux émetteurs. Une cavité de type Michelson a ainsi été implantée successivement sur deux émetteurs à section droite monomodes émettant une puissance optique modérée, puis sur deux émetteurs à section évasée. Avec ces derniers composants, la luminance en sortie de système a été améliorée de plus d'un facteur deux avec 6,7 W dans un faisceau proche de la limite de diffraction ($L \approx 600 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$) : la mise en phase est réalisée à fort courant, la bonne efficacité de conversion électrique-optique est maintenue et la qualité spatiale du faisceau est même améliorée par rapport aux émetteurs individuels grâce à la cavité étendue. La mise en phase des émetteurs par la cavité est obtenue de manière totalement passive grâce au comportement auto-organisé de la cavité. L'étape de combinaison cohérente extra-cavité peut théoriquement être réalisée de manière passive également, en s'appliquant à choisir des chemins optiques bien définis. Dans notre cas, nous avons opté pour une stabilisation active de la puissance combinée à travers un algorithme très simple qui rétroagit sur les courants des émetteurs.

L'extension de la combinaison cohérente en cavité à un plus grand nombre d'émetteurs n'est a priori pas évidente. La mise en phase passive observée expérimentalement dans l'expérience en cavité Michelson est un fonctionnement compris et attendu théoriquement, qui s'appuie sur un comportement auto-organisé dans lequel le mode longitudinal oscillant dans la cavité s'adapte en permanence pour contrer les perturbations et maintenir les pertes minimales. C'est ce comportement auto-organisé, totalement passif, qu'il est difficile de maintenir avec un grand nombre d'émetteurs et fixe une limite au nombre N de sources qu'il est possible de combiner en cavité interférométrique. Cette contrainte est relâchée avec l'architecture de cavité en face

arrière, étant donné que la cavité peut tolérer des pertes sans toutefois perdre le fonctionnement cohérent ; la combinaison étant réalisée extra-cavité, son efficacité n'est pas affectée. En revanche, si on considère une cavité étendue dont le comportement auto-organisé est impossible (type cavité compacte, avec des chemins optiques similaires), une boucle de contrôle des longueurs de bras est nécessaire – ce contrôle est réalisé aisément avec des diodes laser au travers des courants d'injection. Dans ce cas, le fonctionnement devient actif, et le nombre d'émetteurs n'est théoriquement plus limité (il augmente simplement la complexité du système).

L'expérience de combinaison cohérente a ainsi été étendue à une barrette d'émetteurs. L'utilisation d'un tel composant permet d'envisager une grande compacité du système, bien adaptée en vue d'une intégration. D'autre part, même si la charge thermique est élevée ($\approx 50\text{ W}$), les émetteurs partagent la grande majorité des perturbations : les variations relatives restent limitées et permettent l'utilisation de boucles de rétroaction très simples. Il s'agit là d'un atout majeur face aux lasers à fibre dont les variations de phase sont intrinsèquement très rapides. Toutefois, une contrainte forte de l'utilisation de barrettes dans notre application est le contrôle individuel des courants, indispensable pour la mise en place d'une boucle de rétroaction, qui a nécessité le développement de composants et montures spécifiques par nos partenaires.

Pour l'étude expérimentale de la combinaison cohérente d'une barrette de cinq émetteurs à section évasée, nous avons développé des séparateurs (et combineurs) à cinq faisceaux spécifiques à notre application. Il s'agit de réseaux de phase (DOE) à profil continu permettant d'atteindre une excellente efficacité de diffraction (98%). L'un de ces DOE a été utilisé intra-cavité dans l'architecture en face arrière précédemment validée, dans une cavité interférométrique à cinq bras. Comme attendu – le comportement auto-organisé étant impossible dans ce cas précis – une boucle de rétroaction sur les courants des émetteurs a permis leur mise en phase. La cohérence est très bonne, et de surcroît très stable même une fois que la boucle est ouverte. Un maximum de puissance combinée de $7,5\text{ W}$ est obtenu, la fiabilité du système est cependant assurée jusqu'à la puissance de 6 W – au-delà, le fonctionnement cohérent devient très instable. L'étude a par la suite été menée avec une barrette de $N = 10$ émetteurs monomodes à section droite, toujours en suivant l'architecture en face arrière. La cavité étendue repose sur l'effet d'auto-imagerie Talbot. La cohérence mutuelle des émetteurs est excellente proche du seuil laser, avec de nouveau une bonne stabilité passive du fonctionnement à long terme. La cohérence se dégrade néanmoins lors de l'augmentation du courant d'injection. Finalement, l'extension de l'architecture à une barrette d'émetteurs a été démontrée avec succès, affichant toutefois dans les deux expériences une dégradation du fonctionnement cohérent à fort courant, qui limite la puissance optique en sortie du système de combinaison. Ces résultats se comparent honorablement à l'état de l'art et constituent un record en terme de puissance optique combinée en un faisceau mono-lobe par cavité étendue.

Les difficultés rencontrées lors de la montée en puissance nécessiteraient de plus amples analyses théoriques de l'expérience – des efforts ont été initiés dans ce sens. Ainsi nous avons développé un modèle numérique de description de la cavité basé sur l'analyse linéaire, en ondes planes, de la propagation depuis chaque émetteur. Cette approche permet de mieux décrire la réalité de l'expérience : prise en compte de désalignements et d'aberrations associées aux optiques, décalage vertical des émetteurs (*smile*), etc. Cela nous permettrait d'avoir une meilleure idée de la réflectivité réelle des cavités mises en œuvre, et par conséquent de la discrimination entre fonctionnement cohérent et incohérent. Il serait alors très intéressant de coupler ce modèle numérique à une étude thermique du montage. Il faudrait y intégrer d'éventuelles déformations qui apparaissent lorsque la charge thermique devient conséquente, à fort courant. Une deuxième piste a été étudiée en partenariat avec l'Université de Nottingham au Royaume-Uni. L'objectif était de décrire le comportement dynamique de l'oscillation laser, c'est-à-dire son évolution dans le temps. Cela exige d'être capable de considérer les différents effets qui apparaissent au sein du milieu à gain, et notamment les effets non-linéaires. Une telle modélisation, couplée à une description linéaire de la cavité permettrait d'obtenir une analyse encore plus poussée et

plus proche de la réalité. L'idée est d'être apte à observer l'évolution du système, notamment la convergence vers un état stationnaire cohérent, ou la réaction aux perturbations extérieures. Le développement de ces modélisations n'est toutefois pas encore abouti.

Une étude expérimentale supplémentaire a porté sur la mise en phase d'amplificateurs à section évasée (MOPA) ; la mise en phase à proprement parler est assurée par l'injection d'un laser maître et la combinaison est réalisée après amplification. Cette architecture s'est montrée également très bien adaptée aux émetteurs à section évasée : la luminance a été améliorée et la stabilité excellente – de nouveau assurée par une boucle de rétroaction sur les courants, simple de mise en œuvre. Cette architecture en MOPA a par la suite été étendue à une barrette de cinq émetteurs à section évasée. Une puissance optique combinée de 11,5 W a été obtenue en sortie de système, stabilisée par un simple algorithme de recherche du maximum local. Les problématiques associées à l'utilisation d'une barrette ont été mises en évidence à travers nos expériences en cavité et en amplification. Par exemple, la montée en puissance qui implique une forte charge thermique déposée au niveau de la barrette nécessite un très bon système d'évacuation. L'augmentation des effets thermiques induit une hausse des variations relatives entre émetteurs ; en MOPA, nous avons ainsi transféré l'algorithme d'optimisation sur un micro-contrôleur, système mieux adapté à la montée en puissance car la rapidité de la boucle de rétroaction est améliorée. Dans nos architectures, les effets thermiques sont également plus difficiles à maîtriser par la nécessité d'avoir accès aux deux facettes des émetteurs – le système d'évacuation s'en trouve davantage contraint.

Perspectives

Outre les améliorations possibles des systèmes étudiés déjà évoquées, plusieurs perspectives accompagnent ces travaux. Premièrement, nous avons étudié des architectures bien adaptées aux émetteurs à section évasée (à guidage par le gain). Certaines diodes de ce type affichent dans la littérature des luminances encore plus élevées (plus de 8 W limités par diffraction par émetteur) que celles dont nous avons bénéficié. La mise en œuvre d'une architecture proposée avec ces composants serait une méthode directe pour augmenter la luminance finale et offrir plusieurs dizaines de watts en sortie de système.

D'autre part, les bons résultats obtenus à deux émetteurs en cavité Michelson laissent envisager une extension de l'architecture avec plus d'émetteurs. Comme nous l'avons déjà mentionné, cette approche a l'avantage de permettre un fonctionnement passif. En combinaison incohérente, des systèmes intégrés commerciaux très compacts sont proposés par de nombreux fournisseurs, en utilisant des émetteurs individuels. Adapter une telle approche pour une mise en phase par cavité étendue (type Michelson) permettrait d'avoir une très bonne gestion de la thermique, dans une solution intégrée compacte. Avec seulement quelques émetteurs, un tel système serait un bon candidat comme module de base de combinaison cohérente.

L'architecture en MOPA est elle aussi très attrayante pour la montée en luminance. L'augmentation du nombre d'émetteurs est tout à fait envisageable avec les moyens que nous avons étudiés ici (DOE, boucle de rétroaction, etc.). Une évolution possible serait d'utiliser en tant qu'amplificateurs des émetteurs évasés tronqués [Wang 11], dotés uniquement d'une section évasée. Ces derniers sont plus simples à fabriquer et affichent une meilleure gestion de la thermique (par une résistance thermique plus faible) ; par contre, la puissance de saturation est plus élevée : un tel système nécessiterait une étape de pré-amplification. Ces composants sont également très sensibles à l'injection, et notamment à la qualité du faisceau injecté – cette étape doit alors être très bien maîtrisée. De plus, l'avantage d'un système MOPA est que la longueur d'onde en sortie est imposée par le laser maître. Dans le cas où ce dernier est accordable et bien stable (type diode DFB), on peut tout à fait exploiter le faisceau combiné pour un système de combinaison spectrale en série par la suite, dans l'esprit de l'architecture modulaire envisagée dans le cadre de BRIDLE.

Finalement, remarquons que les différentes architectures de combinaison cohérente étudiées

dans cette thèse ne sont pas spécifiques à la gamme spectrale choisie. Ainsi, tirant profit de la formidable diversité des longueurs d'onde accessibles à partir de diodes laser, ces travaux pourraient être aisément transposés dans d'autres plages spectrales, les performances finales du module de combinaison cohérente n'étant limitées que par la luminance des émetteurs individuels choisis.

Une nouvelle thèse démarre au sein du laboratoire sur le sujet de la combinaison cohérente de diodes dès la fin de l'année 2016, entreprise par Philipp Albrodt. Bonne combinaison à lui et à toute l'équipe !

Liste des publications relatives à ce manuscrit

Article

G. Schimmel, I. Doyen-Moldovan, S. Janicot, M. Hanna, J. Decker, P. Crump, G. Blume, G. Erbert, P. Georges, and G. Lucas-Leclin. *Rear-side resonator architecture for the passive coherent combining of high-brightness laser diodes*, Optics Letters, 41 (5), pp.950-953 (2016).

Brevet

G. Lucas-Leclin, G. Schimmel, P. Georges. *Procédés et dispositifs d'émission laser par combinaison cohérente*. Publication n°WO2016124757-A1 (2016).

Conférences

1. G. Schimmel, I. Doyen, S. Janicot, L. P. Ramirez, M. Hanna, P. Georges, G. Lucas-Leclin, V. Vilokkinen, P. Melanen, P. Uusimaa, S. Bull, E. C. Larkins. *Coherent combining of two laser diodes phase-locked by an external Michelson cavity*. European Semiconductor Laser Workshop (18-19 Sept 2014), Paris, France – conférence orale.
2. G. Schimmel, I. Doyen, S. Janicot, L. P. Ramirez, M. Hanna, P. Georges, G. Lucas-Leclin, V. Vilokkinen, P. Melanen, P. Uusimaa, J. Decker, P. Crump, G. Erbert, S. Bull, S. Kaunga-Nyirenda, E. C. Larkins. *Separate phase-locking and coherent combining of two laser diodes in a Michelson cavity*. High-Power Diode Laser Technology and Applications XIII, SPIE Photonics West, paper 9348-25 (San Francisco, USA, 7-12 Février 2015) – conférence orale
Publication associée : Proc. SPIE 9348, High-Power Diode Laser Technology and Applications XIII, 93480P (Avril 2015) ; doi :10.1117/12.2079314.
3. G. Schimmel, I. Doyen, L. P. Ramirez, S. Janicot, M. Hanna, P. Georges, G. Lucas-Leclin, V. Vilokkinen, P. Melanen, P. Uusimaa, J. Decker, P. Crump, G. Erbert. *Coherent combining of two high-brightness laser diodes phase-locked by a Michelson-type external cavity*. CLEO '15 Munich (21-25 Juin 2015) – conférence orale.
4. G. Schimmel, I. Doyen, L. P. Ramirez, S. Janicot, M. Hanna, P. Georges, G. Lucas-Leclin, V. Vilokkinen, P. Melanen, P. Uusimaa, J. Decker, P. Crump, G. Erbert. *Combinaison cohérente de diodes laser mises en phase par une cavité externe de type Michelson*. Journées Nationales d'Optique Guidée, Rennes, France (2015) – poster.
5. G. Schimmel, I. Doyen ; S. Janicot ; M. Hanna ; P. Georges ; G. Lucas-Leclin ; J. Decker ; P. Crump ; G. Erbert. *Passive coherent combining of two tapered laser diodes in an interferometric external cavity*. High Power Diode Lasers and Systems Conference, HPD IEEE (14-15 Oct. 2015, Coventry) – poster.

6. G. Schimmel, I. Doyen, L. P. Ramirez, S. Janicot, M. Hanna, P. Georges, G. Lucas-Leclin, J. Decker, P. Crump, G. Erbert. *Passive coherent combining of two high-brightness tapered laser diodes in a Michelson external cavity*. 3rd Workshop VECSEL (Montpellier, 17-19 Novembre 2015) – conférence orale.
7. G. Schimmel, I. Doyen, L. P. Ramirez, S. Janicot, M. Hanna, P. Georges, G. Lucas-Leclin, J. Decker, P. Crump, G. Erbert. *Passive coherent combining of two high-brightness tapered laser diodes in a Michelson external cavity*. Workshop on Laser Diodes for Space Applications (Palaiseau, 23-24 Novembre 2015) – conférence orale.
8. G. Schimmel, I. Doyen, S. Janicot, M. Hanna, P. Georges, G. Lucas-Leclin, J. Decker, P. Crump, G. Erbert, S. Kaunga-Nyirenda, D. Moss, S. Bull, E. C. Larkins. *High-power operation of coherently combined tapered laser diodes in an external cavity*. Photonics West 2016, LASE, "Solid State Lasers XXIII : Technology and Devices" (San Fransisco, USA, 13-18 Février 2016) – conférence orale.
Publication associée : Proc. SPIE 9733, High-Power Diode Laser Technology and Applications XIV, 97330I (March 4, 2016) ; doi :10.1117/12.2211613.
9. G. Schimmel, I. Doyen, S. Janicot, M. Hanna, P. Georges, G. Lucas-Leclin, J. Decker, P. Crump, G. Erbert, U. Witte, M. Traub. *Combinaison cohérente d'une barrette de diodes laser en cavité interférométrique*. Journées Nationales d'Optique Guidée (Optique Bordeaux 2016) – poster.
10. G. Schimmel, I. Doyen, S. Janicot, M. Hanna, P. Georges, G. Lucas-Leclin, J. Decker, P. Crump, G. Erbert, S. Kaunga-Nyirenda, D. Moss, S. Bull, E. C. Larkins. *High-power operation of coherently combined tapered laser diodes in an external cavity*. Photonics West 2016, LASE, "Solid State Lasers XXIII : Technology and Devices" (San Fransisco, USA, 13-18 Février 2016) – conférence orale.
Publication associée : Proc. SPIE 9733, High-Power Diode Laser Technology and Applications XIV, 97330I (March 4, 2016) ; doi :10.1117/12.2211613.
11. Communication acceptée pour conférence orale : G. Schimmel, S. Janicot, M. Hanna, J. Decker, P. Crump, G. Erbert, U. Witte, M. Traub, P. Georges, G. Lucas-Leclin. *Coherent beam combining architectures for high power tapered laser arrays*. Photonics West 2017, LASE, High-Power Diode Laser Technology XV (San Fransisco, USA, 2017) – présentation à venir, le 31 janvier 2017.

Bibliographie

- [Apollonov 98] V. V. Apollonov, S. I. Derzhavin, V. I. Kislov, A. A. Kazakov, Y. P. Koval', V. V. Kuz'minov, D. A. Mashkovskii, et A. M. Prokhorov. *Spatial phase locking of linear arrays of 4 and 12 wide-aperture semiconductor laser diodes in an external cavity*. Quantum Electronics, vol. 28, no. 3, pages 257–263, March 1998.
- [Bachmann 07] F. Bachmann, P. Loosen, et R. Poprawe. High Power Diode Lasers : Technology and Applications. Springer, May 2007.
- [Bartelt-Berger 99] L. Bartelt-Berger, U. Brauch, A. Giesen, H. Huegel, et H. Opower. *Power-scalable system of phase-locked single-mode diode lasers*. Applied Optics, vol. 38, no. 27, page 5752, September 1999.
- [Barthelemy 92] A. Barthelemy, F. Louradour, et V. Couderc. *Wavelength-tunable diffraction-limited operation of a standard high-power diode-laser array using an off-centred extended cavity*. Electronics Letters, vol. 28, no. 22, pages 2038–2040, October 1992.
- [Bloom 10] G. Bloom, C. Larat, E. Lallier, M. Carras, et X. Marcadet. *Coherent combining of two quantum-cascade lasers in a Michelson cavity*. Optics Letters, vol. 35, no. 11, page 1917, June 2010.
- [Bloom 11] G. Bloom, C. Larat, E. Lallier, G. Lehoucq, S. Bansropun, M.-S. L. Lee-Bouhours, B. Loiseaux, M. Carras, X. Marcadet, G. Lucas-Leclin, et P. Georges. *Passive coherent beam combining of quantum-cascade lasers with a Damman grating*. Optics Letters, vol. 36, no. 19, page 3810, October 2011.
- [Bloom 12] G. Bloom. *Combinaison cohérente de lasers à cascade quantique*. Manuscrit de Thèse, Université Paris Sud-Paris XI, 2012.
- [Botez 83] D. Botez et J. C. Connolly. *High-power phase-locked arrays of index-guided diode lasers*. Applied Physics Letters, vol. 43, no. 12, pages 1096–1098, December 1983.
- [BRIDLE 12] BRIDLE. *Brillant Industrial Diode Laser - EU Project* - <http://www.bridle.eu/>, 2012.
- [Brignon 13] A. Brignon. Coherent Laser Beam Combining. John Wiley & Sons, November 2013.
- [Bull 12] S. Bull, G. Ebert, P. Georges, E. Larkins, G. Lucas-Leclin, T. Brand, A. Unger, M. Traub, S. Hengesbach, P. Uusimaa, V. Vilokinen, P. Crump, T. Rataj, et E. Deichsel. *The BRIDLE Project : High Brilliance Diode Lasers for Industrial Applications*. Inst. of Physics Workshop, the celebration of the 50th year of the diode laser, 2012.
- [Chann 05] B. Chann, R. K. Huang, L. J. Missaggia, C. T. Harris, Z. L. Liao, A. K. Goyal, J. P. Donnelly, T. Y. Fan, A. Sanchez-Rubio, et G. W. Turner. *Near-diffraction-limited diode laser arrays by wavelength beam combining*. Optics Letters, vol. 30, no. 16, page 2104, 2005.

- [Cheo 01] P. K. Cheo, A. Liu, et G. G. King. *A high-brightness laser beam from a phase-locked multicore Yb-doped fiber laser array*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 13, no. 5, pages 439–441, 2001.
- [Chiang 15] H.-S. Chiang, J. Nilsson, J. Sahu, et J. R. Leger. *Experimental measurements of the origin of self-phasing in passively coupled fiber lasers*. Optics Letters, vol. 40, no. 6, page 962, March 2015.
- [Chinn 93] S. R. Chinn. *Review of edge-emitting coherent laser arrays*. Surface Emitting Semiconductor Lasers and Arrays, pages 9–70, 1993.
- [Cook 99] C. C. Cook et T. Y. Fan. *Spectral beam combining of Yb-doped fiber lasers in an external cavity*. In Advanced Solid State Lasers, page PD5. Optical Society of America, 1999.
- [Corbett 07] B. Corbett, P. Lambkin, J. O’Callaghan, S. Deubert, W. Kaiser, J. P. Reithmaier, et A. Forchel. *Modal Analysis of Large Spot Size, Low Output Beam Divergence Quantum-Dot Lasers*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 19, no. 12, pages 916–918, June 2007.
- [Corcoran 92] C. J. Corcoran et R. H. Rediker. *The dependence of the output of an external-cavity laser on the relative phases of inputs from five gain elements*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 4, no. 11, pages 1197–1200, November 1992.
- [Corcoran 05a] C. J. Corcoran et K. A. Pasch. *Modal analysis of a self-Fourier laser cavity*. Journal of Optics A : Pure and Applied Optics, vol. 7, no. 5, pages L1–L7, May 2005.
- [Corcoran 05b] C. J. Corcoran et F. Durville. *Experimental demonstration of a phase-locked laser array using a self-Fourier cavity*. Applied Physics Letters, vol. 86, no. 20, page 201118, May 2005.
- [Corcoran 14] C. J. Corcoran et F. Durville. *Passive coherent combination of a diode laser array with 35 elements*. Optics Express, vol. 22, no. 7, page 8420, April 2014.
- [Corcoran 15] C. J. Corcoran et F. Durville. *Talbot cavity redesigned for increased supermode discrimination with reduced loss*. Optics Letters, vol. 40, no. 13, page 2957, July 2015.
- [Creedon 12] K. J. Creedon, S. M. Redmond, G. M. Smith, L. J. Missaggia, M. K. Connors, J. E. Kinsky, T. Y. Fan, G. W. Turner, et A. Sanchez-Rubio. *High efficiency coherent beam combining of semiconductor optical amplifiers*. Optics Letters, vol. 37, no. 23, page 5006, December 2012.
- [Crump 06] P. A. Crump, M. Grimshaw, J. Wang, W. Dong, S. Zhang, S. Das, J. Farmer, M. DeVito, L. S. Meng, et J. K. Brasseur. *85% power conversion efficiency 975-nm broad area diode lasers at-50 C, 76% at 10 C*. In Quantum Electronics and Laser Science Conference, page JWB24. Optical Society of America, 2006.
- [Crump 13] P. Crump, K. H. Hasler, H. Wenzel, S. Knigge, F. Bugge, et G. Erbert. *High efficiency, 8W narrow-stripe broad-area lasers with in-plane beam-parameter-product below 2 mm mrad*. In Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/IQEC), 2013 Conference on and International Quantum Electronics Conference, pages 1–1, 2013.
- [Crump 15] P. Crump, J. Decker, M. Winterfeldt, J. Fricke, A. Maassdorf, G. Erbert, et G. Tränkle. *Development of high-power diode lasers with beam parameter product below 2 mm.mrad within the BRIDLE project*. volume 9348, pages 93480D–93480D–11, 2015.

-
- [Dajani 16] I. Dajani, A. Flores, R. Holten, B. Anderson, B. Pulford, et T. Ehrenreich. *Multi-kilowatt power scaling and coherent beam combining of narrow-linewidth fiber lasers*. volume 9728, pages 972801–972801–8, 2016.
- [Dammann 71] H. Dammann et K. Görtler. *High-efficiency in-line multiple imaging by means of multiple phase holograms*. Optics communications, vol. 3, no. 5, pages 312–315, 1971.
- [Daneu 00] V. Daneu, A. Sanchez, T. Y. Fan, H. K. Choi, G. W. Turner, et C. C. Cook. *Spectral beam combining of a broad-stripe diode laser array in an external cavity*. Optics Letters, vol. 25, no. 6, page 405, March 2000.
- [Decker 15] J. Decker, P. Crump, J. Fricke, A. Maassdorf, G. Erbert, et G. Tränkle. *High brightness narrow-stripe broad-area lasers with 7 W optical output at 910, 935 & 970 nm for coarse spectral beam combining*. In 2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference (2015), paper CB_5_4, page CB_5_4. Optical Society of America, June 2015.
- [Diehl 03] R. Diehl. *High-Power Diode Lasers : Fundamentals, Technology, Applications*. Springer Science & Business Media, July 2003.
- [Donnelly 03] J. P. Donnelly, R. K. Huang, J. N. Walpole, L. J. Missaggia, C. T. Harris, J. J. Plant, R. J. Bailey, D. E. Mull, W. D. Goodhue, et G. W. Turner. *AlGaAs-InGaAs slab-coupled optical waveguide lasers*. IEEE journal of quantum electronics, vol. 39, no. 2, pages 289–298, 2003.
- [Eltze 15] A. Eltze. *KW class diode laser technology and beam quality converters*. In 2015 IEEE High Power Diode Lasers and Systems Conference (HPD), pages 33–34. IEEE, 2015.
- [Endriz 92] J. Endriz. *Brightness conserving optical system for modifying beam symmetry*. United States Patent 5,168,401, 1992.
- [Erbert 00] G. Erbert, A. Bärwolff, J. Sebastian, et J. Tömm. *High-power broad-area diode lasers and laser bars*. In High-Power Diode Lasers, pages 173–223. Springer, 2000.
- [Fiebig 08] C. Fiebig, G. Blume, C. Kaspari, D. Feise, J. Fricke, M. Matalla, W. John, H. Wenzel, K. Paschke, et G. Erbert. *12W high-brightness single-frequency DBR tapered diode laser*. Electronics Letters, vol. 44, no. 21, pages 1253–1255, October 2008.
- [Ghasemi 12] S. H. Ghasemi et M. Lafouti. *A beam shaping design for coupling high power diode laser stack to fiber with capability of spectral narrowing and stabilizing*. Optics Communications, vol. 285, no. 12, pages 2879–2882, 2012.
- [Goldberg 87] L. Goldberg et J. F. Weller. *Single lobe operation of a 40-element laser array in an external ring laser cavity*. Applied Physics Letters, vol. 51, no. 12, pages 871–873, September 1987.
- [Goldobin 89] I. S. Goldobin, N. N. Evtikhiev, A. G. Plyavenek, et S. D. Yakubovich. *Phase-locked integrated arrays of injection lasers*. Soviet Journal of Quantum Electronics, vol. 19, no. 10, pages 1261–1284, October 1989.
- [Goodman 05] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier optics*. Roberts and Company Publishers, 2005.
- [Goodno 10] G. D. Goodno, C.-C. Shih, et J. E. Rothenberg. *Perturbative analysis of coherent combining efficiency with mismatched lasers*. Optics Express, vol. 18, no. 24, page 25403, November 2010.

- [Guichard 16] F. Guichard. *Combinaison cohérente d'impulsions femtoseconde-Optimisation des performances des amplificateurs fibres ultracourts*. 2016.
- [Haas 15] M. Haas, A. Killi, C. Tillkorn, S. Ried, M. Ginter, et H. Zimmer. *Thin-film filter, wavelength-locked, multi-laser cavity for dense wavelength beam combining of broad-area laser diode bars*. Optics Letters, vol. 40, no. 17, page 3949, September 2015.
- [Hamilton 04] C. E. Hamilton, S. C. Tidwell, D. Meekhof, J. Seamans, N. Gitkind, et D. D. Lowenthal. *High-power laser source with spectrally beam-combined diode laser bars*. volume 5336, pages 1–10, 2004.
- [Hanna 16] M. Hanna. *Private communication - On the analytical connection between phase errors and power fluctuations in coherent combining of laser beams*, 2016.
- [Hecht 05] E. Hecht, S. M. la Faveur, et J.-L. Meyzonnette. Optique. Pearson Education, 2005.
- [Helal 15] M. A. Helal, S. Bull, S. N. Kaunga-Nyirenda, J. J. Lim, et E. C. Larkins. *Self-consistent simulation of high-brightness diode lasers with external optical feedback*. In 2015 IEEE High Power Diode Lasers and Systems Conference (HPD), pages 27–28, October 2015.
- [Hergenhan 03] G. Hergenhan, B. Lucke, et U. Brauch. *Coherent coupling of vertical-cavity surface-emitting laser arrays and efficient beam combining by diffractive optical elements : concept and experimental verification*. Applied Optics, vol. 42, no. 9, page 1667, March 2003.
- [Hirosawa 13] K. Hirosawa, S. Kittaka, Y. Oishi, F. Kannari, et T. Yanagisawa. *Phase locking in a Nd :YVO₄ waveguide laser array using Talbot cavity*. Optics Express, vol. 21, no. 21, page 24952, October 2013.
- [Huang 07] R. K. Huang, B. Chann, L. J. Missaggia, J. P. Donnelly, C. T. Harris, G. W. Turner, A. K. Goyal, T. Y. Fan, et A. Sanchez-Rubio. *High-Brightness Wavelength Beam Combined Semiconductor Laser Diode Arrays*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 19, no. 4, pages 209–211, February 2007.
- [Huang 09] R. K. Huang, B. Chann, L. J. Missaggia, S. J. Augst, M. K. Connors, G. W. Turner, A. Sanchez-Rubio, J. P. Donnelly, J. L. Hostetler, C. Miester, et F. Dorsch. *Coherent combination of slab-coupled optical waveguide lasers*. Proc. SPIE 7230, page 72301G, 2009.
- [Huang 15] R. K. Huang, B. Samson, B. Chann, B. Lochman, et P. Tayebati. *Recent progress on high-brightness kW-class direct diode lasers*. In 2015 IEEE High Power Diode Lasers and Systems Conference (HPD), pages 29–30, October 2015.
- [Huang 16] R. K. Huang, B. Chann, J. Burgess, B. Lochman, W. Zhou, M. Cruz, R. Cook, D. Dugmore, J. Shattuck, et P. Tayebati. *Teradiode's high brightness semiconductor lasers*. volume 9730, pages 97300C–97300C–9, 2016.
- [Ishaaya 09] A. Ishaaya, N. Davidson, et A. Friesem. *Passive Laser Beam Combining With Intracavity Interferometric Combiners*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 15, no. 2, pages 301–311, 2009.
- [Jeux 12a] F. Jeux, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, J. Guillot, et A. Barthélemy. *Passive coherent combining of lasers with phase-contrast filtering for enhanced efficiency*. Applied Physics B, vol. 108, no. 1, pages 81–87, May 2012.

-
- [Jeux 12b] F. Jeux, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, et A. Barthelemy. *Experimental demonstration of passive coherent combining of fiber lasers by phase contrast filtering*. Optics Express, vol. 20, no. 27, page 28941, December 2012.
- [Kelemen 05] M. T. Kelemen, J. Weber, M. Mikulla, et G. Weimann. *High-power high-brightness tapered diode lasers and amplifiers*. volume 5723, pages 198–208, 2005.
- [Khajavikhan 13] M. Khajavikhan et J. R. Leger. *Modal Theory of Coupled Resonators for External Cavity Beam Combining*. In A. Brignon, editeur, Coherent Laser Beam Combining, pages 303–343. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2013.
- [Köhler 13] B. Köhler, A. Segref, P. Wolf, A. Unger, H. Kissel, et J. Biesenbach. *Multi-kW high-brightness fiber coupled diode laser*. Proc. SPIE 8605, page 86050B, 2013.
- [Kouznetsov 05] D. Kouznetsov, J.-F. Bisson, A. Shirakawa, et K.-i. Ueda. *Limits of Coherent Addition of Lasers : Simple Estimate*. Optical Review, vol. 12, no. 6, pages 445–447, November 2005.
- [Krakowski 03] M. Krakowski, S. C. Auzanneau, F. Berlie, M. Calligaro, Y. Robert, O. Parrillaud, et M. Lecomte. *1 W high brightness index guided tapered laser at 980nm using Al-free active region materials*. Electronics Letters, vol. 39, no. 15, page 1, 2003.
- [Lauer 12] C. Lauer, H. König, G. Grönninger, S. Hein, A. Gomez-Iglesias, M. Furrtsch, J. Maric, H. Kissel, P. Wolf, J. Biesenbach, et others. *Advances in performance and beam quality of 9xx-nm laser diodes tailored for efficient fiber coupling*. In SPIE LASE, pages 824111–824111. International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [Leger 86] J. R. Leger, G. J. Swanson, et W. B. Veldkamp. *Coherent beam addition of GaAlAs lasers by binary phase gratings*. Applied Physics Letters, vol. 48, no. 14, pages 888–890, April 1986.
- [Leger 87] J. R. Leger, G. J. Swanson, et W. B. Veldkamp. *Coherent laser addition using binary phase gratings*. Applied Optics, vol. 26, no. 20, page 4391, October 1987.
- [Leger 89] J. R. Leger. *Lateral mode control of an AlGaAs laser array in a Talbot cavity*. Applied Physics Letters, vol. 55, no. 4, pages 334–336, July 1989.
- [Leger 93] J. R. Leger. *External methods of phase locking and coherent beam addition of diode lasers*. Surface Emitting Semiconductor Lasers and Arrays, pages 379–433, 1993.
- [Levy 95] J. L. Levy et K. Roh. *Coherent array of 900 semiconductor laser amplifiers*. volume 2382, pages 58–69, 1995.
- [LIMO] LIMO. *LIMO Lissotschenko Mikrooptik GmbH*.
- [Liu 08] B. Liu, Y. Liu, et Y. Braiman. *Coherent addition of high power laser diode array with a V-shape external Talbot cavity*. Optics Express, vol. 16, no. 25, page 20935, December 2008.
- [Liu 10] B. Liu, Y. Liu, et Y. Braiman. *Coherent beam combining of high power broad-area laser diode array with a closed-V-shape external Talbot cavity*. Optics Express, vol. 18, no. 7, page 7361, March 2010.
- [Liu 13] B. Liu et Y. Braiman. *Coherent beam combining of high power broad-area laser diode array with near diffraction limited beam quality and high*

- power conversion efficiency*. Optics Express, vol. 21, no. 25, page 31218, December 2013.
- [Lucas-Leclin 16] G. Lucas-Leclin, G. Schimmel, et P. Georges. *Brevet WO2016124757 A1 : Methods and devices for laser emission by coherent combination*, 2016.
- [LUMICS 16] LUMICS. *Singlemode Diode Laser*, LUMICS <http://www.lumics.de/products/singlemode-diode-laser/>, 2016.
- [Mandel 95] L. Mandel et E. Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge University Press, September 1995.
- [McNaught 09] S. J. McNaught, C. P. Asman, H. Injeyan, A. Jankevics, A. M. Johnson, G. C. Jones, H. Komine, J. Machan, J. Marmo, M. McClellan, et others. *100-kW coherently combined Nd : YAG MOPA laser array*. In *Frontiers in Optics*, page FThD2. Optical Society of America, 2009.
- [McNaught 14] S. J. McNaught, P. A. Thielen, L. N. Adams, J. G. Ho, A. M. Johnson, J. P. Machan, J. E. Rothenberg, C. C. Shih, D. M. Shimabukuro, M. P. Wacks, M. E. Weber, et G. D. Goodno. *Scalable Coherent Combining of Kilowatt Fiber Amplifiers Into a 2.4-kW Beam*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 20, no. 5, pages 174–181, September 2014.
- [Montoya 12] J. Montoya, S. J. Augst, K. Creedon, J. Kinsky, T. Y. Fan, et A. Sanchez-Rubio. *External cavity beam combining of 21 semiconductor lasers using SPGD*. Applied Optics, vol. 51, no. 11, page 1724, April 2012.
- [Morrison 93] R. L. Morrison, S. L. Walker, et T. J. Cloonan. *Beam array generation and holographic interconnections in a free-space optical switching network*. Applied Optics, vol. 32, no. 14, page 2512, May 1993.
- [Ng 09] S. P. Ng et P. B. Phua. *Coherent polarization locking of a diode emitter array*. Optics Letters, vol. 34, no. 13, page 2042, July 2009.
- [No 94] K. H. No, R. W. Herrick, C. Leung, R. Reinhart, et J. L. Levy. *One dimensional scaling of 100 ridge waveguide amplifiers*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 6, no. 9, pages 1062–1066, September 1994.
- [Nosu 79] K. Nosu, H. Ishio, et K. Hashimoto. *Multireflection optical multi/demultiplexer using interference filters*. Electronics Letters, vol. 15, no. 14, pages 414–415, 1979.
- [Osinski 95] J. S. Osinski, D. G. Mehuys, D. F. Welch, K. M. Dzurko, et R. J. Lang. *High-power coherent phased array of monolithic flared amplifier-master oscillator power amplifiers (MFA-MOPAs)*. volume 2382, pages 49–57, 1995.
- [Paboeuf 08] D. Paboeuf, G. Lucas-Leclin, P. Georges, N. Michel, M. Krakowski, J. Lim, S. Sujecki, et E. Larkins. *Narrow-line coherently combined tapered laser diodes in a Talbot external cavity with a volume Bragg grating*. Applied Physics Letters, vol. 93, no. 21, page 211102, November 2008.
- [Paboeuf 09] D. Paboeuf. *Combinaison cohérente de diodes laser de luminance élevée en cavité externe*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, 2009.
- [Paboeuf 10] D. Paboeuf, F. Emaury, S. de Rossi, R. Mercier, G. Lucas-Leclin, et P. Georges. *Coherent beam superposition of ten diode lasers with a Dam-mann grating*. Optics Letters, vol. 35, no. 10, page 1515, May 2010.
- [Paboeuf 11] D. Paboeuf, D. Vijayakumar, O. B. Jensen, B. Thestrup, J. Lim, S. Sujecki, E. Larkins, G. Lucas-Leclin, et P. Georges. *Volume Bragg grating external cavities for the passive phase locking of high-brightness diode laser arrays : theoretical and experimental study*. JOSA B, vol. 28, no. 5, pages 1289–1299, 2011.

-
- [Paschke 05] K. Paschke, B. Sumpf, F. Dittmar, G. Erbert, R. Staske, H. Wenzel, et G. Tränkle. *Nearly diffraction limited 980-nm tapered diode lasers with an output power of 7.7 W*. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 11, no. 5, pages 1223–1227, 2005.
- [Philipp-Rutz 75] E. M. Philipp-Rutz. *Spatially coherent radiation from an array of GaAs lasers*. Applied Physics Letters, vol. 26, no. 8, pages 475–477, April 1975.
- [Phua 06] P. B. Phua et Y. L. Lim. *Coherent polarization locking with near-perfect combining efficiency*. Optics Letters, vol. 31, no. 14, page 2148, July 2006.
- [Pietrzak 13] A. Pietrzak, R. Hülsewede, M. Zorn, O. Hirsekorn, J. Sebastian, J. Meusel, P. Hennig, P. Crump, H. Wenzel, S. Knigge, et others. *Progress in efficiency-optimized high-power diode lasers*. In SPIE Security+ Defence, pages 889807–889807. International Society for Optics and Photonics, 2013.
- [Purnawirman 11] P. Purnawirman et P. B. Phua. *Coherent polarization locking of multimode beams in a diode bar*. volume 7918, pages 791815–791815–6, 2011.
- [Ramirez 15] L. P. Ramirez, M. Hanna, G. Bouwmans, H. El Hamzaoui, M. Bouazaoui, D. Labat, K. Delplace, J. Pouysegur, F. Guichard, P. Rigaud, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, A. Barthélémy, F. Prévost, L. Lombard, Y. Zaouter, F. Druon, et P. Georges. *Coherent beam combining with an ultrafast multicore Yb-doped fiber amplifier*. Optics Express, vol. 23, no. 5, page 5406, March 2015.
- [Rayleigh 81] L. Rayleigh. *On copying diffraction-gratings, and on some phenomena connected therewith*. Philosophical Magazine Series 5, vol. 11, no. 67, pages 196–205, March 1881.
- [Rediker 85] R. H. Rediker, R. P. Schloss, et L. J. V. Ruyven. *Operation of individual diode lasers as a coherent ensemble controlled by a spatial filter within an external cavity*. Applied Physics Letters, vol. 46, no. 2, pages 133–135, January 1985.
- [Redmond 11] S. M. Redmond, K. J. Creedon, J. E. Kinsky, S. J. Augst, L. J. Missaggia, M. K. Connors, R. K. Huang, B. Chann, T. Y. Fan, G. W. Turner, et A. Sanchez-Rubio. *Active coherent beam combining of diode lasers*. Optics Letters, vol. 36, no. 6, page 999, March 2011.
- [Sabourdy 03] D. Sabourdy, V. Kermene, A. Desfarges-Berthelemot, L. Lefort, A. Barthélemy, P. Even, et D. Pureur. *Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers*. Optics Express, vol. 11, no. 2, page 87, January 2003.
- [Sabourdy 04] D. Sabourdy, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, et A. Barthélemy. *975-nm single-mode laser source : External coherent combining of two pigtailed laser diodes*. IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, vol. 10, no. 5, pages 1033–1038, 2004.
- [Sanchez-Rubio 14] A. Sanchez-Rubio, T. Y. Fan, S. J. Augst, A. K. Goyal, K. J. Creedon, J. T. Gopinath, V. Daneu, B. Chann, et R. Huang. *Wavelength Beam Combining for Power and Brightness Scaling of Laser Systems*. LINCOLN LABORATORY JOURNAL, vol. 20, no. 2, 2014.
- [Sanders 94] S. Sanders, R. Waarts, D. Nam, D. Welch, D. Scifres, J. C. Ehlert, W. J. Cassarly, J. M. Finlan, et K. M. Flood. *High power coherent two-dimensional semiconductor laser array*. Applied Physics Letters, vol. 64, no. 12, pages 1478–1480, March 1994.
- [Satyan 09] N. Satyan, W. Liang, A. Kewitsch, G. Rakuljic, et A. Yariv. *Coherent Power Combination of Semiconductor Lasers Using Optical Phase-Lock*

- Loops*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 15, no. 2, pages 240–247, March 2009.
- [Schuöcker 14] D. Schuöcker et G. Schuöcker. *Advanced Laser Materials Processing*. 2014.
- [Shakir 08] S. A. Shakir, B. Culver, B. Nelson, Y. Starcher, G. M. Bates, et J. W. Hedrick Jr. *Power scaling of passively phased fiber amplifier arrays*. In *Optical Engineering+ Applications*, pages 70700N–70700N. International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [Sidick 93] E. Sidick, A. Knoesen, et J. N. Mait. *Design and rigorous analysis of high-efficiency array generators*. *Applied optics*, vol. 32, no. 14, pages 2599–2605, 1993.
- [Siegman 04] A. E. Siegman. *Resonant modes of linearly coupled multiple fiber laser structures*. Unpublished manuscript, 2004.
- [Talbot 36] H. F. Talbot. *Facts relating to optical science. No. IV*. *Philosophical Magazine Series 3*, vol. 9, no. 56, pages 401–407, 1836.
- [Teradiode] Teradiode. *High Power Diode Laser Technology, Metal Cutting and Laser Welding* - www.teradiode.com.
- [Thielen 12] P. A. Thielen, J. G. Ho, D. A. Burchman, G. D. Goodno, J. E. Rothenberg, M. G. Wickham, A. Flores, C. A. Lu, B. Pulford, C. Robin, A. D. Sanchez, D. Hult, et K. B. Rowland. *Two-dimensional diffractive coherent combining of 15 fiber amplifiers into a 600 W beam*. *Optics Letters*, vol. 37, no. 18, page 3741, September 2012.
- [Treusch 98] H.-G. Treusch, K. Du, M. Baumann, V. Sturm, B. Ehlers, et P. Loosen. *Fiber-coupling technique for high-power diode laser arrays*. In *SPIE*, volume 3267, pages 98–106, 1998.
- [Unger 15] A. Unger, R. Uthoff, M. Stoiber, T. Brand, H. Kissel, B. Köhler, et J. Biesenbach. *Tailored bar concepts for 10mm-mrad fiber coupled modules scalable to kW-class direct diode lasers*. volume 9348, pages 934809–934809–5, 2015.
- [Veldkamp 86] W. B. Veldkamp, J. R. Leger, et G. J. Swanson. *Coherent summation of laser beams using binary phase gratings*. *Optics Letters*, vol. 11, no. 5, page 303, May 1986.
- [Vorontsov 97] M. A. Vorontsov, G. W. Carhart, et J. C. Ricklin. *Adaptive phase-distortion correction based on parallel gradient-descent optimization*. *Optics letters*, vol. 22, no. 12, pages 907–909, 1997.
- [Waarts 91] R. Waarts, D. Mehuys, D. Nam, D. Welch, W. Streifer, et D. Scifres. *High power, cw, diffraction limited, GaAlAs laser diode array in an external Talbot cavity*. *Applied Physics Letters*, vol. 58, no. 23, pages 2586–2588, June 1991.
- [Wan 11] C. Wan, B. Tiffany, et J. R. Leger. *Analysis of Path Length Sensitivity in Coherent Beam Combining by Spatial Filtering*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 47, no. 6, pages 770–776, June 2011.
- [Wang 11] X. Wang, G. Erbert, H. Wenzel, B. Eppich, P. Crump, A. Ginolas, J. Fricke, F. Bugge, M. Spreemann, et G. Tränkle. *High-power, spectrally stabilized, near-diffraction-limited 970 nm laser light source based on truncated-tapered semiconductor optical amplifiers with low confinement factors*. *Semiconductor Science and Technology*, vol. 27, no. 1, page 015010, 2011.
- [Wang 13] X. Wang, G. Erbert, H. Wenzel, P. Crump, B. Eppich, S. Knigge, P. Ressel, A. Ginolas, A. Maassdorf, et G. Tränkle. *17-W near-diffraction-limited*

- 970-nm output from a tapered semiconductor optical amplifier*. Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 25, no. 2, pages 115–118, 2013.
- [Wenzel 03] H. Wenzel, B. Sumpf, et G. Erbert. *High-brightness diode lasers*. Comptes Rendus Physique, vol. 4, no. 6, pages 649–661, 2003.
- [Wenzel 07] H. Wenzel, K. Paschke, O. Brox, F. Bugge, J. Fricke, A. Ginolas, A. Knauer, P. Ressel, et G. Erbert. *10 W continuous-wave monolithically integrated master-oscillator power-amplifier*. Electronics Letters, vol. 43, no. 3, page 160, 2007.
- [Wenzel 08] H. Wenzel, F. Bugge, M. Dallmer, F. Dittmar, J. Fricke, K. H. Hasler, et G. Erbert. *Fundamental-Lateral Mode Stabilized High-Power Ridge-Waveguide Lasers With a Low Beam Divergence*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 20, no. 3, pages 214–216, 2008.
- [Winterfeldt 16] M. Winterfeldt, J. Rieprich, S. Knigge, A. Maassdorf, M. Hempel, R. Kernke, J. W. Tomm, G. Erbert, et P. Crump. *Assessing the influence of the vertical epitaxial layer design on the lateral beam quality of high-power broad area diode lasers*. In SPIE LASE, pages 97330O–97330O. International Society for Optics and Photonics, 2016.
- [Witte 15a] U. Witte, M. Hamann, A. D. Meo, D. Rubel, M. Traub, et D. Hoffmann. *High power diode laser with 23W ex 35 microns fibre*. In 2015 IEEE High Power Diode Lasers and Systems Conference (HPD), pages 17–18, October 2015.
- [Witte 15b] U. Witte, D. Rubel, M. Traub, M. Hamann, S. Hengesbach, et D. Hoffmann. *Dense Wavelength Multiplexing and 35 microns-Fiber Coupling of Wavelength Chirped High Power Diode Laser Bars*. page AF1A.6. OSA, 2015.
- [Witte 16] U. Witte, F. Schneider, M. Traub, D. Hoffmann, S. Drows, T. Brand, et A. Unger. *kW-class direct diode laser for sheet metal cutting based on DWDM of pump modules by use of ultra-steep dielectric filters*. Optics Express, vol. 24, no. 20, page 22917, October 2016.
- [Yang 14] Y. Yang, H. Liu, Y. Zheng, M. Hu, C. Liu, Y. Qi, B. He, J. Zhou, Y. Wei, et Q. Lou. *Dammann-grating-based passive phase locking by an all-optical feedback loop*. Optics letters, vol. 39, no. 3, pages 708–710, 2014.
- [Yu 11] C. X. Yu, S. J. Augst, S. M. Redmond, K. C. Goldizen, D. V. Murphy, A. Sanchez, et T. Y. Fan. *Coherent combining of a 4 kW, eight-element fiber amplifier array*. Optics Letters, vol. 36, no. 14, page 2686, July 2011.
- [Zhou 95] C. Zhou et L. Liu. *Numerical study of Damman array illuminators*. Applied optics, vol. 34, no. 26, pages 5961–5969, 1995.

Titre : Combinaison cohérente de diodes laser de puissance

Mots clefs : Combinaison cohérente, lasers à semi-conducteur, cavité externe

Résumé : La capacité des sources laser à concentrer une quantité d'énergie énorme intéresse beaucoup le secteur industriel pour l'usinage et la structuration de la matière. Il faut pour cela rassembler une forte puissance optique sur une surface infime: on parle alors de luminance. La combinaison cohérente permet de répondre à la problématique de l'augmentation de la luminance d'un système laser. Dans le cadre du projet européen BRIDLE, ces travaux sont focalisés sur la combinaison cohérente de lasers à semi-conducteur. Ce type de combinaison nécessite un accord de phase stable entre les différents émetteurs. Plusieurs techniques permettent cette mise en phase; nous étudions en particulier les techniques d'amplification en parallèle ainsi que l'utilisation d'une cavité externe commune.

L'originalité se situe dans le développement d'une architecture nouvelle, pensée pour optimiser l'extraction de puissance. La technique consiste à utiliser une cavité étendue commune aux émetteurs à combiner pour leur mise en phase, placée sur leur face arrière. Tout en fournissant un fort retour optique arrière nécessaire à la mise en phase, l'extraction de puissance est maximisée sur la face avant où les faisceaux sont par la suite combinés extracavité. Ce document démontre la bonne adéquation de cette architecture avec les meilleures diodes laser en termes de luminance : les émetteurs à section évasée. L'étude est étendue à une barrette de diodes par l'utilisation d'éléments diffractifs optique permettant la séparation et la combinaison des faisceaux.

Title : Coherent beam combining of high power laser diodes

Keywords : Coherent beam combining, semiconductor lasers, external cavity

Abstract : Scaling up the brightness of laser diodes is a major research objective in the laser community. The coherent beam of several emitters is the most efficient technique to increase the brightness by constructive interference. An efficient combination can only be achieved in an arrangement that forces the required phase relation between the emitters. Different approaches are investigated: either active phase-locking of amplifiers seeded by a single-frequency laser split into N beams and amplified in parallel, or passive self-organization of emitters in a common laser cavity. We investigate a new coherent combining archi-

tecture using a common extended cavity on the back side of diode lasers for phase locking. As a result, the efficiency of the phase-locked laser cavity is increased as compared to standard front-side configurations. Moreover, such an extended cavity placed on the rear-side provides the strong optical feedback required for phase-locked operation. This configuration is demonstrated with high-brightness tapered devices, highlighting the capability of such setup for high power operation. This architecture is then extended to diode laser arrays by the use of diffractive optical elements.

